

**Bestimmung der vertikalen Verteilung
des Dunst-Streukoeffizienten
aus Streulichtmessungen bis in 2440 m Höhe**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
GÜNTER KUERS
aus Berlin

Februar 1966

**Bestimmung der vertikalen Verteilung
des Dunst-Streukoeffizienten
aus Streulichtmessungen bis in 2440 m Höhe**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
GÜNTER KUËRS
aus Berlin

Februar 1966



1. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Möller
 2. Berichterstatter: Prof. Dr.Dr. H. Schober
- Tag der mündlichen Prüfung: 29. Juni 1966

Dieser Bericht erscheint gleichzeitig als Forschungsbericht der
Deutschen Luft- und Raumfahrt unter der Nummer DLR-FB 66-54.

Bestimmung der vertikalen Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten aus Streulichtmessungen bis in 2440 m Höhe

Übersicht

Es wird über Messungen der spektralen Strahldichte des Himmels berichtet, die mit Hilfe eines Hubschraubers und einer selbsterstellten dem Sonnenstand automatisch nachgeführten Strahlungsmeßapparatur bis in 2440 m Höhe durchgeführt wurden, um aus ihnen die vertikale Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten abzuleiten.

Meßdaten aus dem Raum südwestlich von München ergaben für alle Wellenlängen eine verstärkte Abnahme des Dunst-Streukoeffizienten in einem Höhenbereich um 1500 m, die durch eine aus Radiosondenaufstiegen nachgewiesene Temperaturinversion in dieser Höhe erklärt wird. Die Einflüsse der Wasserdampfabsorption im Bereich der Flanken der Absorptionsbanden und der Aerosolabsorption auf die Meßergebnisse werden diskutiert.

Determination of Vertical Distribution of the Dust Extinction Coefficient by Light-Scattering Measurements up to 2440 m Altitude

Summary

Measurements of spectral radiance of the sky are reported which have been carried out up to an altitude of 2440 meters, using a helicopter and a self-made radiation measuring device which is self-aligning its direction of view relative to the sun's direction. Results have been used to compute the vertical distribution of the dust extinction coefficient.

Data from the south-western region of Munich yielded a reinforced decrease of the dust extinction coefficient in the altitude region around 1500 meters; this is explained by a temperature inversion at this level which has been proved by radiosonde ascents. The influences of water vapor absorption in the region of the absorption band flanks and of aerosol absorption on the measurement results are discussed.

Gliederung

1.	Einleitung	S. 7
2.	Theorie der Himmelsstrahlung	S. 9
2.1	Himmelsstrahlungsgleichung	S. 9
2.2	Bestimmung der Streufunktionen	S. 11
2.3	Berücksichtigung der Mehrfachstreuung	S. 13
2.4	Anwendung der Theorie auf die Bestimmung der vertikalen Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten . .	S. 15
3.	Genauigkeitsvergleich der Bestimmung des Dunst-Streu- koeffizienten aus Streustrahlungsmessungen und Aktino- metermessungen	S. 18
4.	Meßapparatur	S. 22
4.1	Überblick über Aufbau und Arbeitsweise der Apparatur	S. 22
4.2	Interferenzfilter-Radiometer	S. 23
4.3	Sonnensucher	S. 26
4.4	Servokreise	S. 28
5.	Eichung des Radiometers	S. 30
6.	Himmelsstrahlungsmessungen	S. 34
6.1	Vorbereitung und Durchführung der Messungen	S. 34
6.2	Meßergebnisse	S. 36
6.3	Fehlerquellen	S. 40
7.	Schlußbemerkung	S. 45
8.	Literaturverzeichnis	S. 48

Verzeichnis der Bilder

Bild 1	Spektrales Reflexionsvermögen nach DIRMHIRN	S. 17
Bild 2	Abhängigkeit des Intensitätsmeßfehlers $\frac{\Delta I}{I}$ von der optischen Dicke τ' für verschiedene vorgegebene Fehler von τ'	S. 19
Bild 3	Meßapparatur	S. 21
Bild 4	Zur Erläuterung der Abhängigkeit des Radiometer- drehwinkels γ von der Zenitdistanz Z der Sonne bei Beobachtung im Sonnenhorizontalkreis unter einem Streuwinkel von $\varphi = 90^\circ$	S. 23
Bild 5	Querschnitt durch das Interferenzfilter-Radiometer . . .	S. 24
Bild 6	Bedienungsgerät	S. 25
Bild 7	Zur Erläuterung der Arbeitsweise des Sonnensuchers . . .	S. 27
Bild 8	Blockschaltbild der Regelkreise	S. 28
Bild 9	Anordnung zur Bestimmung der Strahldichte der Opalglasscheibe	S. 30
Bild 10	Anordnung zur Eichung des Thermoelements	S. 31
Bild 11	Meßapparatur nach der Befestigung am Hubschrauber . . .	S. 34
Bild 12	Spektrale Strahldichte des Himmels	S. 36
Bild 13	Vertikale Verteilung der optischen Dicke τ_D	S. 37
Bild 14	Temperatur- und Feuchteprofil für den 29. und 30. Juni 1965 über München-Riem	S. 38
Bild 15	Vertikale Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten für $0,744 \mu\text{m}$	S. 39
Bild 16	Verhältnis der Molekül- (I_{MR}) - und Dunst- (I_{MD}) - Mehrfachstreuung zur Dunst- (I_{PD}) -Primär-Streuung in 1220 m Höhe	S. 42
Bild 17	Höhenabhängigkeit des Verhältnisses von Molekül- (I_{MR}) -Mehrfach- zu Dunst- (I_{PD}) -Primärstreuung	S. 43
Bild 18	Abhängigkeit der Himmelsstrahlungsintensität von der optischen Dicke	S. 44

1. Einleitung

Die Extinktion des Lichts in der Atmosphäre wird einerseits durch die selektive Absorption, vor allem im Wasserdampf, Kohlendioxyd und Ozon der Luft, und andererseits durch die Streuung an den Luftmolekülen und an Dunstpartikeln hervorgerufen. Die Kenntnis der Streuvorgänge ist für alle Fragen von Bedeutung, die die Ortung, Navigation und Nachrichtenübermittlung mit sichtbarem Licht oder mit kurzwelliger infraroter Strahlung betreffen, DIETZE [15]. BOLLE [9] gibt für das Beispiel horizontaler Beobachtung in Bodennähe Hinweise für die Berechnung der in einen Empfänger gelangenden Streustrahlung. Bei geneigter Beobachtung vom Boden aus und bei Beobachtung aus der Luft lassen sich dagegen konkrete Angaben über den Einfluß der Streuung auf die Reichweite von Ortungssystemen nur machen, wenn auch die vertikale Verteilung des wirksamen Streukoeffizienten bekannt ist. Für ihre Bestimmung bieten sich im wesentlichen drei Untersuchungsmethoden an.

Die gebräuchlichste Methode stellt die Messung der Extinktion der direkten Sonnenstrahlung mit Aktinometern dar, die theoretisch und experimentell die geringsten Anforderungen stellt. Ein weiteres Verfahren besteht in der experimentellen Bestimmung der Abhängigkeit der Streustrahlung vom Streuwinkel und einer nachfolgenden Integration über alle Winkel. Das dritte Prinzip benutzt die Ergebnisse von Teilchenzählungen, um aus ihnen Aufschluß über den Streukoeffizienten zu erhalten.

Aktinometermessungen wurden von KRUG-PIELSTICKER [24] vom Flugzeug aus bis in 9 km Höhe vorgenommen, wobei der über $0,655 \mu\text{m}$ liegende Anteil der Strahlung unterdrückt wurde. PENNDORF [32] berechnete aus den Ergebnissen einen für die kurzwellige Sonnenstrahlung gültigen mittleren Dunst-Streukoeffizienten.

WALDRAM [41] führte Flugzeugaufstiege durch, um die Streufunktion bis in 10 km Höhe für einen Streuwinkelbereich von 15° bis 165° zu untersuchen. Durch Integration über den Streuwinkel bestimmte er einen Mittelwert des Streukoeffizienten der dunsthaltigen Atmosphäre, aus dem aber die spektrale Verteilung der Lampe und die spektrale Empfindlichkeit des Empfängers im Streufunktionsmesser nicht eliminiert sind.

Teilchenzählungen vom Ballon oder von Flugzeugen aus wurden von WIGAND [43], WEICKMANN [42] und JUNGE [23] durchgeführt. WIGAND fand bei zahl-

reichen Ballonaufstiegen, daß die Partikelkonzentration im Bereich von Inversionen praktisch ausnahmslos stark sinkt, was durch die vorliegenden Ergebnisse eine weitere Bestätigung findet. Untersuchungen der Höhenabhängigkeit der Partikel-Größenverteilung wurden von ROSEN [37] und LACTIONOV [25] durchgeführt, während JUNGE, CHAGNON, MASON [23] für den Fall eines Sedimentationsgleichgewichts in einer nicht turbulenten Atmosphäre die Höhenabhängigkeit der Teilchenkonzentration für verschiedene Teilchenradien berechnet haben.

Ein kombiniertes Meßverfahren stellen Himmelsstrahlungsmessungen dar, da in die Intensität sowohl die Streufunktion als auch der Streukoeffizient explizit eingehen. Die Bestimmung des Streukoeffizienten aus Intensitätsmessungen ist deshalb nur dann möglich, wenn die Streufunktion anderweitig bestimmt wird (vergleiche Abschnitt 2). Derartige Messungen wurden von RÖSSLER [35] über der Sahara gewonnen. Eine Veronique-Rakete trug die Meßapparatur (siehe RÖSSLER, VOLLRATH [36]) bis in 25 km Höhe. Die gemessenen Strahldichten wurden in einem Wellenlängenbereich um $0,55 \mu\text{m}$ und bei einem Gesichtsfeld von einigen Grad gewonnen, um daraus Angaben über die Trübung der Atmosphäre abzuleiten.

BIGG [6] zeigte, daß es möglich ist, auch aus Bodenmessungen der Himmelsstrahlung Aufschluß über die Dunstschichtung bis in große Höhen zu erhalten (siehe auch VOLZ und GOODY [40]). Er bestimmte während der Morgen- und Abenddämmerung und bei einer festen Ausrichtung der Apparatur unter 70° Zenitdistanz die zeitliche Änderung der kurzwelligen Himmelsstrahlung. Aus ihr läßt sich qualitativ die vertikale Dunstschichtung bis in 80 km Höhe entnehmen. Auch BIGG fand mit Hilfe von Radiosonden-Aufstiegen im Bereich von Temperaturinversionen ausgeprägte Änderungen der Dunstkonzentration.

In der vorliegenden Arbeit soll geprüft werden, inwieweit sich aus Streustrahlungsmessungen auch quantitative Aufschlüsse über die vertikale Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten ableiten lassen. Zu diesem Zweck werden Messungen der Himmelsstrahlung in verschiedenen Höhen und in mehreren Spektralbereichen mit minimaler atmosphärischer Absorption durchgeführt. Aus ihnen läßt sich die Höhenabhängigkeit des Dunst-Streukoeffizienten ermitteln, wenn die Indikatrix des Aerosols bekannt ist.

2. Theorie der Himmelsstrahlung

2.1 Himmelsstrahlungsgleichung

Bei Vernachlässigung der Mehrfachstreuung gilt für den Sonderfall der reinen dunstfreien Atmosphäre für die Strahldichte des Himmels:

$$(2.1) \quad I_{\lambda} = I_{0\lambda} \frac{f_{\lambda}(\varphi)}{a_{\lambda}} \frac{m}{M-m} (e^{-a_{\lambda} m p_h/p_n} - e^{-a_{\lambda} M p_h/p_n}) .$$

Die Strahldichte, als die auf die Einheit der Fläche, des Raumwinkels und der Wellenlänge bezogene Strahlungsleistung, wird im folgenden immer in der Einheit $[Wcm^{-2}sr^{-1}cm^{-1}]$ angegeben, wobei die Wellenlänge ebenfalls in der Einheit 1 cm gerechnet wird. Ferner bedeuten:

$I_{0\lambda}$	die extraterrestrische Bestrahlungsstärke durch die Sonne,
$f_{\lambda}(\varphi)$	die auf die Masse der Normalatmosphäre bezogene Rayleigh-Streufunktion,
φ	den Streuwinkel zwischen Beobachtungsrichtung und Richtung zur Sonne,
a_{λ}	den auf die Masse der Normalatmosphäre bezogenen Rayleigh-Streukoeffizienten,
m, M	die relative Luftmasse für die Beobachtungsrichtung bzw. die Richtung zur Sonne ($m = \sec z$; $M = \sec Z$),
z, Z	den Zenitwinkel für die Beobachtungsrichtung bzw. die Richtung zur Sonne,
p_n, p_h	Normaldruck und Druck in der Höhe des Beobachters.

In dieser Form wurde die Gleichung von LINKE [27] durch Integration über alle streuenden Elemente unter Berücksichtigung der durch die Streuung verursachten Extinktion abgeleitet. Die Integration läßt sich nur ausführen, weil die Höhenabhängigkeit des Luftdrucks mit Hilfe der barometrischen Höhenformel

$$(2.2) \quad \frac{p_h}{p_n} = \exp - \frac{h}{H} ; \quad H = \frac{RT}{g}$$

durch das Druckverhältnis p_h/p_n eliminiert werden kann, womit der

exponentielle Ausdruck $\exp -\frac{h}{H}$ verschwindet. Jedoch setzt diese Eliminierung voraus, daß H auch wirklich eine Konstante ist. Tatsächlich ändern sich aber R, T und g mit der Höhe und T auch noch zeitlich und örtlich. Für Bodenmessungen mag diese Tatsache häufig von untergeordneter Bedeutung sein. Soll jedoch die in verschiedenen Höhen gemessene Streustrahlungsdichte quantitativ richtig gedeutet werden, darf die Temperaturabhängigkeit der Größe H nicht übersehen werden.

Gleichung (2.1) gilt auch für alle streuenden Medien, deren Dichte im Prinzip, d.h. nur mit einem anderen Wert für H , die Gleichung (2.2) befolgt. Sie gilt z.B. näherungsweise auch für die dunsthaltige Atmosphäre im Bereich großer Wellenlängen, sofern die Rayleigh-Streuung gegenüber der Dunststreuung vernachlässigbar ist und die Dunstdichte im Prinzip Gleichung (2.2) befolgt, also exponentiell mit der Höhe abnimmt⁺). Die Himmelsstrahlungsgleichung schließt noch den Sonderfall ein, daß der Dunst mit der Luft bis in alle Höhen gleichmäßig durchmischt ist. Die Konstante H hat dann für beide Medien den gleichen Wert, und der Streukoeffizient ergibt sich als Summe der Streukoeffizienten beider Komponenten. Entsprechendes gilt für die Streufunktion.

Eine beliebige Schichtung des Dunstes läßt sich durch die Himmelsstrahlungsgleichung nicht erfassen. VOLZ [39] hat die Abhängigkeit der Himmelsstrahlungsintensität von der Schichtung abgeschätzt. SPÄNKUCH [38] untersuchte den Einfluß der Dunstschichtung auf die Intensität bei verschiedenen Sonnenständen und Wellenlängen. DE BARY, BULLRICH und MÖLLER [4] haben gezeigt, daß die Himmelsstrahlungsgleichung bei Beobachtung im Sonnenhorizontal eine Strahldichte liefert, die von der Höhenverteilung des Dunstes unabhängig ist. Diesen Fall erhält man für den Übergang $m \rightarrow M$ aus Gleichung (2.1):

$$(2.3) \quad I_{\lambda} = I_{0\lambda} f_{\lambda}(\varphi) M e^{-a_{\lambda} M}.$$

Hier ist M die relative Masse für die Richtung zur Sonne. Ferner ist

⁺) Das Verhältnis p_h/p_n hat im Fall der reinen Dunststreuung keine physikalische Bedeutung und sollte besser durch das Verhältnis der Dunstdichten ϱ_h und ϱ_n in der Höhe h und am Boden ersetzt werden.

$f_{\lambda}(\varphi)$ die Summe aus den Streufunktionen der Molekül-Atmosphäre und des Dunstes, $f_{\lambda}(\varphi) = f_{\lambda R}(\varphi) + f_{\lambda D}(\varphi)$. Entsprechend setzt sich der Streukoeffizient zusammen, $a_{\lambda} = a_{\lambda R} + a_{\lambda D}$. Die Gleichung (2.3) bezieht sich im übrigen auf eine Atmosphäre der Mächtigkeit 1, d.h., der Beobachter befindet sich in Meereshöhe. Sie läßt sich aber auch auf den Fall einer beliebigen optischen Dicke, d.h. auf beliebige Beobachtungshöhen, anwenden. Dazu ist es lediglich erforderlich, den Streukoeffizienten statt auf Meereshöhe auf die Höhe des Beobachters zu beziehen. Gleichung (2.3) bleibt auch unter dieser Voraussetzung gültig. Um Verwechslungen der höhenabhängigen optischen Dicke $\tau_{\lambda}(h)$ mit dem auf die Mächtigkeit 1 bezogenen, höhenunabhängigen Streukoeffizienten a_{λ} zu vermeiden, wird hier nur noch die optische Dicke $\tau_{\lambda}(h)$ gebraucht. Sie stellt die gesamte, über der Höhe h liegende optisch wirksame Masse dar, die durch die Beziehung

$$(2.4) \quad \tau_{\lambda}(h) = \int_h^{\infty} k_{\lambda}(h) dh$$

definiert wird, wo $k_{\lambda}(h)$ der auf die Längeneinheit - 1 km - bezogene Streukoeffizient ist. Dabei ist zu bedenken, daß nun auch die Streufunktion auf $\tau_{\lambda}(h)$ zu beziehen ist.

2.2 Bestimmung der Streufunktionen

Für die Berechnung der optischen Dicke $\tau_{\lambda}(h)$ aus der gemessenen Strahldichte müssen die Streufunktionen der reinen Luft und des Aerosols bekannt sein. Die für die Molekül-Atmosphäre gültigen Werte wurden dem Tabellenwerk von COULSON, DAVE, SEKERA [14] entnommen, welches nach der Theorie CHANDRASEKHARS [13] berechnet wurde und die Mehrfachstreuung berücksichtigt.

Die Streufunktion beliebig großer kugelförmiger Teilchen liefert die Theorie nach MIE [30]. Die Voraussetzung der Kugelgestalt des Aerosols scheint nach Untersuchungen von JACOBI, JUNGE, LIPPERT [20] und nach FENN [17] gerechtfertigt zu sein. Bei der Anwendung der MIEschen Theorie auf das natürliche Aerosol ist noch die Größenverteilung des Aerosols zu berücksichtigen. JUNGE [22] fand aus zahlreichen Meßreihen, daß man für die Zahl der Teilchen, deren Radius im Bereich zwischen r und $r + dr$

liegt, schreiben kann:

$$(2.5) \quad dN(r) = \frac{C}{r^{v+1}} dr \quad .$$

Dieses Potenzgesetz erwies sich in dem Radienbereich zwischen $0,1 \mu m$ und $10 \mu m$ als gültig. Am häufigsten wurde der Wert $v = 3$ gefunden.

BULLRICH, DE BARY, BRAUN, EIDEN [12] berechneten aus der Streufunktion der einzelnen Partikel unter Berücksichtigung des Jungeschen Verteilungsgesetzes die Streufunktion des natürlichen Aerosols für Primärstreuung (siehe auch BULLRICH, DE BARY, MÖLLER [11]). Sie läßt sich darstellen durch:

$$(2.6) \quad f_{pD}(\varphi) = \frac{\tau_D}{2\pi} \frac{\eta(\varphi)}{K} \quad .$$

Dabei ist $\tau_D(h)$ die zu bestimmende optische Dicke des Dunstes in der Höhe h . Die 'Winkelfunktion' η und den 'Integralterm' K erhält man aus den Beziehungen:

$$(2.7) \quad \eta(n_D, \alpha_1, \alpha_2, \lambda, v, \varphi) = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (i_1 + i_2) \alpha^{1-v} d\alpha \quad ,$$

$$(2.8) \quad K(n_D, \alpha_1, \alpha_2, \lambda, v) = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \kappa(\alpha, n_D) \alpha^{1-v} d\alpha \quad .$$

Dabei ist

α der Streuparameter, $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$; α_1 und α_2 die für die obere und untere Grenze des Teilchenradius gültigen Werte von α ,

n_D der Brechungsindex der Aerosolteilchen,

κ der Streuquerschnitt eines Teilchens, das ist der auf seinen geometrischen Querschnitt bezogene Streukoeffizient

$$\kappa = \frac{k_D(\lambda, r)}{\pi r^2} \quad ,$$

i_1, i_2 sind die MIEschen Streuintensitätsfunktionen eines einzelnen Teilchens und von α , n_D und φ abhängig. Ihre Vektoren der elektrischen Feldstärke liegen senkrecht bzw. parallel zu der Beobachtungsebene.

2.3 Berücksichtigung der Mehrfachstreuung

Die Bestimmung des Dunst-Streukoeffizienten aus Himmelsstrahlungsmessungen im Sonnenhorizontal nach Gleichung (2.3) läßt noch die Mehrfachstreuung unberücksichtigt. Wie DE BARY und BULLRICH [2] gezeigt haben, kann die Mehrfachstreuung einen erheblichen Prozentsatz der Gesamtstreuung ausmachen. Bei großen optischen Dicken und großen Streuwinkeln ist es sogar möglich, daß die Mehrfachstreuung überwiegt. Ihre Vernachlässigung würde also das Meßergebnis des Dunst-Streukoeffizienten erheblich verfälschen.

Eine die Mehrfachstreuung des Dunstes berücksichtigende geschlossene Theorie steht noch aus. MÖLLER, DE BARY, KROG [11], [31] berechneten die Sekundärstreuung zunächst für die Himmelspunkte im Sonnenvertikal und entwickelten eine Methode für die unmittelbare Berechnung der Sekundärstreustrahlung. Das Verfahren ist für den praktischen Gebrauch sehr aufwendig.

DE BARY [1] gab eine Methode an, die die Mehrfachstreuung des Dunstes näherungsweise berücksichtigt (vergleiche auch DE BARY [3]). Dem Verfahren liegt der Gedanke zugrunde, daß die Mehrfachstreuung im wesentlichen durch die zahlreichen kleinen Teilchen im Dunst, entsprechend dem Rayleighschen Gesetz, verursacht wird, weshalb man auf sie die Gesetze der Molekülstreuung anwendet.

Um die für Mehrfachstreuung gültige Streufunktion des Dunstes zu erhalten, ergänzt man die aus der MIEschen Theorie bekannte Streufunktion für Primärstreuung f_{PD} durch eine additive, den Einfluß der Mehrfachstreuung (ohne Primärstreuung) berücksichtigende Größe ($f_{MGD} - f_{PGD}$) und erhält für die Streufunktion der Gleichung (2.3) unter Berücksichtigung der Molekül-Mehrfachstreuung f_{MR} :

$$(2.9) \quad f(\lambda, \varphi) = f_{MR} + f_{PD} + (f_{MGD} - f_{PGD}) \quad .$$

Hier ist

f_{MR} die Streufunktion für die Mehrfachstreuung der Moleküle nach COULSON, DAVE, SEKERA [14],

f_{MGD} die Streufunktion für die Mehrfachstreuung des Aerosols nach der "gewichteten Rayleighschen Theorie" von DE BARY,

f_{PGD} die Streufunktion für Primärstreuung des Aerosols nach der gewichteten Rayleighschen Theorie.

Für die Messung im Sonnenhorizontal erhält man zunächst f_{MR} aus

$$(2.10) \quad f_{MR} = \frac{I_{MR}}{I_{0M} \exp[-\tau_R(h)M]} \quad ,$$

wo alle Größen bekannt sind. I_{MR} entnimmt man der Tabelle von COULSON, und $\tau_R(h)$ berechnet sich aus dem Streukoeffizienten a_R der Molekülatmosphäre zu

$$(2.11) \quad \tau_R(h) = a_R \exp(-h/H_R) \quad ,$$

wo $H_R = RT/g$ die Höhe der homogenen Molekülatmosphäre ist. Der Streukoeffizient a_R ergibt sich mit der Brechzahl n_R der Luft, der Zahl N_R der Luftmoleküle pro Volumeneinheit (RAYLEIGH [33] und [34]) zu:

$$(2.12) \quad a_R = H_R \frac{32 \pi^3 (n_R - 1)^2}{3 N_R \lambda^4}$$

und wurde dem Tabellenwerk von LINKE [28] entnommen.

Man erhält weiter:

$$(2.13) \quad f_{MGD} = \frac{I_{MGD}}{I_{0M} \exp[-\tau_D(h)M]} \quad .$$

I_{MGD} entnimmt man dem Tabellenwerk COULSONS.

Mit der Streufunktion der Molekülatmosphäre

$$(2.14) \quad f_{PR} = \frac{3}{16\pi} a_R (1 + \cos^2 \varphi)$$

findet man f_{PGD} unter Berücksichtigung von $\tau_D(h)$ zu

$$(2.15) \quad f_{\text{PGD}} = \frac{3}{16\pi} \tau_D(h) (1 + \cos^2 \varphi) \quad .$$

Die Gleichungen (2.10) und (2.13) enthalten insofern noch eine Vereinfachung, als man statt $\tau_R(h)$ und $\tau_D(h)$ eigentlich die für die Mehrfachstreuung gültigen Werte einzusetzen hätte. DE BARY [1] zeigt jedoch, daß die Vernachlässigung nicht sehr ins Gewicht fallen kann.

Somit lautet schließlich Gleichung (2.3) in der endgültigen Form:

$$(2.16) \quad I_\lambda(\tau_D) = I_{0\lambda} (f_{\text{MR}} + f_{\text{PD}} + f_{\text{MGD}} - f_{\text{PGD}}) M e^{-M(\tau_R + \tau_D)} \quad .$$

2.4 Anwendung der Theorie auf die Bestimmung der vertikalen Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten

Für die Bestimmung der optischen Dicke τ_D des Dunstes aus der gemessenen Himmelsstrahlungsintensität wäre eine Auflösung der Gleichung (2.16) nach τ_D erwünscht. Da die optischen Dicken jedoch auch in den Streufunktionen enthalten sind und diese zum Teil dem Tabellenwerk COULSONS entnommen werden müssen, ist eine explizite Auflösung nach τ_D nicht möglich. Dieses kann daher nur dadurch ermittelt werden, daß man Werte für τ_D in Gleichung (2.16) einsetzt und so lange variiert, bis die berechnete mit der gemessenen Intensität ausreichend genau übereinstimmt. Bei großen Wellenlängen, für die die Extinktion und die Molekül-Streuung vernachlässigbar sind, ist τ_D der Intensität praktisch linear proportional. Im kurzwelligen Bereich führt die lineare Interpolation jedoch nur nach verhältnismäßig vielen Schritten zu einer Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten.

Die Berechnung der Aerosol-Streufunktion bei Primärstreuung nach Gleichung (2.6) setzt die Kenntnis von $\eta(\varphi)/K$ voraus. DE BARY und BULLRICH haben $\eta(\varphi)/K$ berechnet, und $\eta(90^\circ)/K$ wurde einer Arbeit von LEUPOLT [26] entnommen. Wie aus Gleichung (2.7) und Gleichung (2.8) hervorgeht, hängt die Funktion $\eta(\varphi)/K$ von mehreren Parametern ab, von denen nur

die Wellenlänge und der Streuwinkel genau bekannt sind. VOLZ [39] konnte zeigen, daß $\eta(\varphi)/K$ im Bereich $20^\circ < \varphi < 110^\circ$ von den Grenzradien (bzw. den Grenzwerten des Streuparameters α), dem Brechungsindex n_D und dem Exponenten ν nahezu unabhängig ist. Deshalb werden - in Übereinstimmung mit den Angaben LEUPOLTS - für die Bestimmung der vertikalen Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten $\varphi = 90^\circ$ und folgende Mittelwerte für die übrigen Parameter gewählt (vergleiche JUNGE [22], VOLZ [39]); Grenzradien $r_1 = 0,04 \mu m$, $r_2 = 10 \mu m$, Brechungsindex $n_D = 1,5$, Exponent des Verteilungsgesetzes $\nu = 3$.

Die Himmelsstrahlungsgleichung schließt eine Absorption des in der Atmosphäre enthaltenen Wasserdampfs, Kohlendioxyds und Ozons nicht mit ein. Für die Bestimmung von τ_D aus der gemessenen Intensität $I_\lambda(\tau_D)$ ist es deshalb erforderlich, die Messungen in den Fensterbereichen der atmosphärischen Absorption durchzuführen, wofür sieben Interferenzfilter zur Verfügung stehen, die die Himmelsstrahlung bei den Wellenlängen $0,409 \mu m$, $0,744 \mu m$, $0,862 \mu m$, $1,016 \mu m$, $1,200 \mu m$, $1,659 \mu m$ und $2,201 \mu m$ ausfiltern. Bei der Beurteilung der Meßergebnisse wird man jedoch eine möglicherweise noch verbleibende Absorption im Bereich der Flanken der Wasserdampfbanden zu berücksichtigen haben. (Vergleiche Abschnitt 6.3).

Für $0,744 \mu m$ scheint eine Verfälschung durch den langwelligen Ausläufer der Chappuis-Bande des Ozons nicht ausgeschlossen, während bei $0,409 \mu m$ die Messung gerade noch im Fensterbereich zwischen der Hartley-Bande und der Chappuis-Bande liegt. ELTERMAN [1964] hat ein Modell der vertikalen Verteilung der Ozon-Atmosphäre berechnet, wobei er den spektralen Absorptionskoeffizienten nach VIGROUX [1943] und die Standard-Verteilung, wie sie von GREEN [18] angegeben wird, berücksichtigt. Danach beträgt der auf 1 cm Schichtdicke bezogene Absorptionskoeffizient bei $0,744 \mu m$ $0,0178 \text{ cm}^{-1}$ und die Gesamtmasse des Ozons $0,229 \text{ cm}$. Der auf die Luftmasse 1 bezogene Absorptionskoeffizient ergibt sich daraus zu $4,1 \times 10^{-3}$. Die Ozon-Absorption nimmt bis zur erreichten maximalen Meßhöhe von 2440 m nur geringfügig ab und soll später (vergleiche Abschnitt 6.3) für die Beurteilung ihres Einflusses auf das Meßergebnis Berücksichtigung finden.

Für die Bestimmung von τ_D nach Gleichung (2.16) wurde $I_\lambda(\tau_D)$ gemessen, $I_{0\lambda}$ hat JOHNSON [21] tabelliert, und der Molekül-Streukoeffizient a_R läßt sich LINKES "Meteorologischem Taschenbuch" [28] entnehmen. Bei der Anwendung der barometrischen Höhenformel für die Bestimmung der opti-

schen Dicke $\tau_R(h)$ der Molekül-Atmosphäre findet die Temperaturabhängigkeit der homogenen Höhe H_R dadurch näherungsweise Berücksichtigung, daß die Temperatur jeder Meßhöhe eingesetzt wird.

Die Mehrfachstreuung der Moleküle und des Aerosols wird mitbestimmt durch die Albedo des Bodens, wobei zu bedenken ist, daß die Messungen überwiegend über Forstgebieten mit weitgehend einheitlichem spektralen Reflexionsvermögen durchgeführt wurden. COULSON, DAVE, SEKERA [14] haben in ihrem Tabellenwerk für die Bodenalbido nur die Werte $A = 0,00, 0,25$ und $0,80$ berücksichtigt. Einen Überblick über das spektrale Reflexionsvermögen verschiedener natürlicher Oberflächen nach DIRMHIRN [16] gibt Bild 1. Ihm läßt sich entnehmen, daß die Werte für Pflanzengrün die

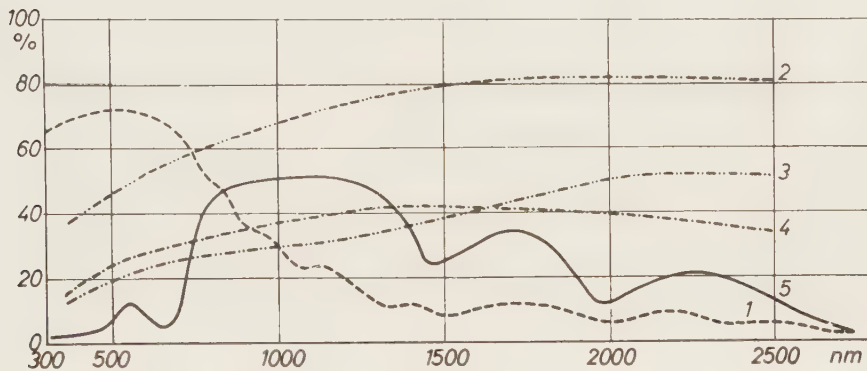


Bild 1 Spektrales Reflexionsvermögen nach DIRMHIRN.

1 = Altschnee, 2 = Kalkstein,
3 = Gneis, 4 = Sand, 5 = Pflanzengrün

Reflexionseigenschaften bewaldeter Oberflächen am besten wiedergeben. Als Mittelwert kann $A = 0,25$ angesehen werden. Man erkennt aber auch, daß im Bereich $0,7 \mu m < \lambda < 1,8 \mu m$ das Reflexionsvermögen beträchtlich über diesem Wert liegt, weshalb τ_D hierfür ebenfalls zu groß ausfallen wird. (Vergleiche auch Abschnitt 6.3).

3. Genauigkeitsvergleich der Bestimmung des Dunst-Streukoeffizienten aus Streustrahlungsmessungen und Aktinometermessungen

Ein Vorteil der Streustrahlungsmessung gegenüber der herkömmlichen Extinktionsmessung für die Bestimmung des Dunst-Streukoeffizienten wird in der größeren Genauigkeit des Streustrahlungs-Meßverfahrens gesehen, wobei zunächst von den Schwierigkeiten, die die Berücksichtigung der Dunst-Mehrfachstreuung mit sich bringt, abgesehen werden soll (siehe hierzu Abschnitt 6.3). Um das zu begründen, schreibt man Gleichung (2.16) in der Form:

$$(3.1) \quad I(M\tau) = C M\tau e^{-M\tau} .$$

Damit hat man aus den vier Streufunktionen ein mittleres τ ausgeklammert und deren Summe mit $I_o\lambda$ in einer Konstanten C zusammengefaßt. Zwar bleibt C immer noch etwas abhängig von τ , weil sich τ_R und τ_D nicht gleichermaßen mit der Höhe ändern. Jedoch ist die Vernachlässigung dieser Tatsache für die Abschätzung des Meßfehlers von τ von untergeordneter Bedeutung. Nachdem $M\tau = \tau'$ gesetzt wurde, liefern Logarithmierung und Differentiation den Betrag des relativen Meßfehlers:

$$(3.2) \quad \frac{\Delta I_s}{I_s} = \frac{\Delta \tau'}{\tau'} (1 - \tau') .$$

Für einen Vergleich mit der Extinktionsmessung geht man von der mit dem Aktinometer erhaltenen Intensität I_e aus:

$$(3.3) \quad I_e = I_o e^{-\tau'} .$$

Der Betrag des relativen Meßfehlers ergibt sich zu:

$$(3.4) \quad \frac{\Delta I_e}{I_e} = \frac{\Delta \tau'}{\tau'} \cdot \tau' .$$

In Bild 2 ist für beide Verfahren die Abhängigkeit des Meßfehlers von

der optische Dicke τ' für verschiedene Werte von $\Delta\tau'/\tau'$ dargestellt. Die diagonal verlaufenden Geraden geben die lineare Abhängigkeit des

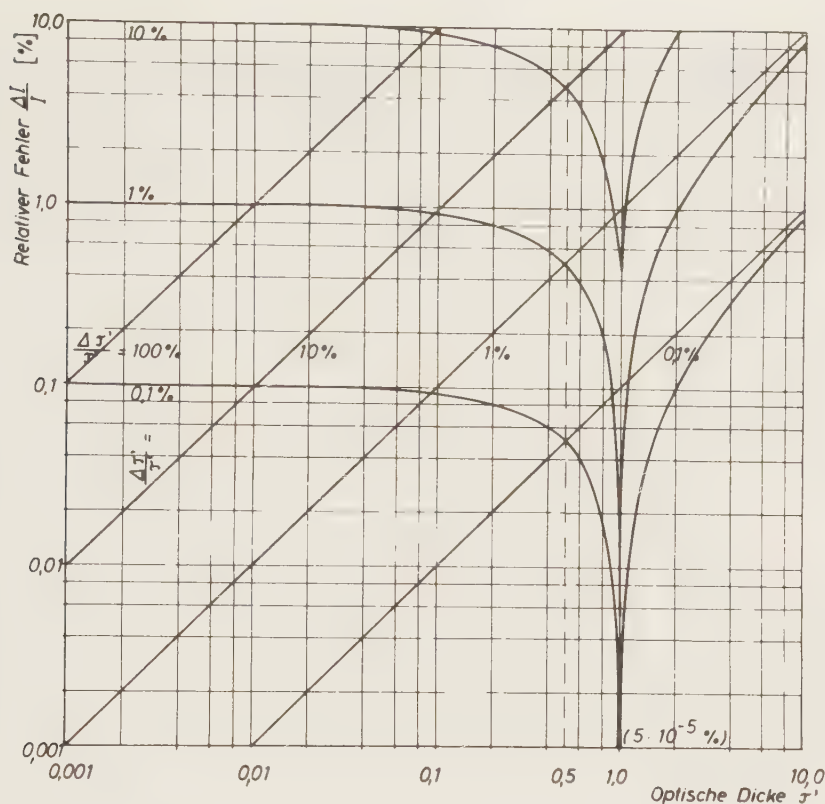


Bild 2 Abhängigkeit des Intensitätsmeßfehlers $\frac{\Delta I}{I}$ von der optischen Dicke τ' für verschiedene vorgegebene Fehler von τ'

Aktinometer-Meßfehlers $\Delta I_e/I_e$ von τ' für verschiedene Werte von $\Delta\tau'/\tau'$ wieder. Die übrigen Kurven beziehen sich auf die Streustrahlungsmessung.

Man erkennt, daß im Fall der Aktinometermessung der zulässige Meßfehler $\Delta I_e/I_e$ für kleines τ' außerordentlich klein wird. Soll z.B. bei $\tau' = 0,01$ - das ist ein Wert, der bei großen Wellenlängen bzw. bei großen Höhen vorkommen kann - die optische Dicke auf 1% genau gemessen werden, so wäre hierfür eine Meßgenauigkeit von $\Delta I_e/I_e = 0,01\%$ erforderlich. Ein die Streustrahlung messendes Radiometer liefert τ' mit der gleichen Genauigkeit, wofür der Meßfehler $\Delta I_s/I_s$ nicht kleiner als 1% zu sein braucht. Man erkennt ferner, daß das Streustrahlungs-Radiometer mit zunehmendem τ' dem Aktinometer zunächst noch überlegen bleibt, erst

bei $\tau' = 0,5$ sind beide gleichwertig ($\Delta I_s/I_s = \Delta I_e/I_e$). Oberhalb dieses Werts durchläuft die Radiometerkurve ein Minimum bei $\tau' = 1$, welches um so tiefer liegt, je genauer τ' bestimmt werden soll. Ein gewisser Bereich um $\tau' = 1$ kann also durch Himmelsstrahlungsmessungen im Sonnenhorizontal praktisch nicht mit genügender Genauigkeit erfaßt werden. Sofern möglich, läßt sich jedoch durch geeignete Wahl der relativen Luftmasse dieser Bereich vermeiden, denn für $\tau' \lesssim 1$ werden die Verhältnisse wieder günstiger und für zunehmendes τ' nähern sich die Radiometerkurven asymptotisch den für die Extinktionsmessung gültigen Geraden. Da $\tau' > 0,5$ nur in extremen Fällen, nämlich bei geringer Wellenlänge, großer relativer Masse und in Bodennähe vorkommt und bei den vorliegenden Messungen nur bei $0,409 \mu\text{m}$ einmal auftrat, erweist sich die Streulichtmessung für die Bestimmung von optischen Dicken in bezug auf die Anforderungen an die apparative Genauigkeit als am besten geeignet.

Es wäre schließlich noch zu prüfen, wie sich Justierfehler bei der Ausrichtung auf den vorgegebenen Himmelspunkt bzw. auf die Sonne auswirken. Unter Berücksichtigung der 'Randverdunkelung' der Sonne nach LINKE [27] und der Zirkumsolarstrahlung nach Untersuchungen von BULLRICH, DE BARY, BRAUN, EIDEN [12] zeigt sich das Aktinometer auch in dieser Hinsicht dem Radiometer nicht überlegen.



Bild 3 Meßapparatur

4. Meßapparatur

4.1 Überblick über Aufbau und Arbeitsweise der Apparatur

Für die Untersuchung des Profils des Dunst-Streukoeffizienten aus Messungen der Himmelsstrahlung wurde ein Interferenzfilter-Radiometer gebaut, mit dem Messungen im sichtbaren Spektralbereich und im nahen Infrarot durchgeführt werden können. Die Messung von einem Hubschrauber aus erfordert eine geeignete Nachführung der Radiometer-Blickrichtung auf den gegebenen Himmelspunkt, die den Gang der Sonne und Bewegungen der Maschine berücksichtigt. Abweichungen von dem Sollwert der Beobachtungsrichtung werden durch Servomotore korrigiert, die von einem Sonnensucher gesteuert werden und das Radiometer um zwei zueinander senkrechte Achsen schwenken.

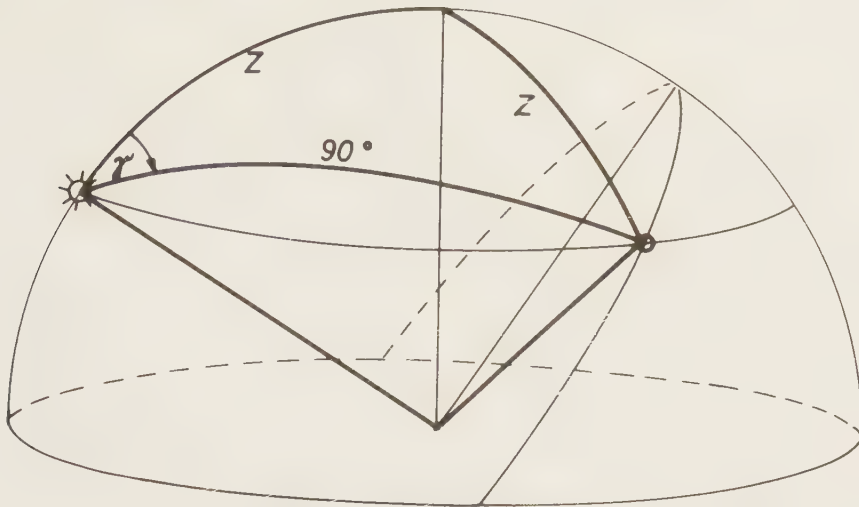
Einzelheiten der im Rahmen dieser Arbeit erstellten Apparatur erläutert das Bild 3. Ein dreibeiniges Fahrgestell trägt einen Rahmen aus Vierkant-Stahlrohr, der sich um eine vertikale Achse drehen läßt. Auf der linken Seite trägt er einen Wechselrichter, der den Bordstrom (28 V=) des Hubschraubers in 220 V Wechselstrom umwandelt und der gleichzeitig als Gegengewicht dient. Rechts im Bild nimmt der Rahmen eine horizontal stehende Achse auf, die auf einer Seite von einem Servomotor angetrieben wird und auf der anderen Seite den Sonnensucher trägt (auf ihm ist ein Aktinometer zu erkennen, das zur Zeit der Messungen noch nicht arbeitete). In der horizontalen Achse ist die Achse des Radiometertisches gelagert, der das Radiometer trägt. Dieses ist mit seiner optischen Achse senkrecht zur Tischachse ausgerichtet, womit ein fester Winkel von 90° gegenüber der Sonnenrichtung erreicht wird.

Der Antrieb der Radiometerachse erfolgt über Synchronmotoren und ein elektrisch umschaltbares Wechselgetriebe. Für die Ausrichtung des Radiometers auf den Beobachtungspunkt im Sonnenhorizontal muß zwischen dem Drehwinkel γ des Radiometers und der Zenitdistanz Z der Sonne die Beziehung

$$(4.1) \quad \cos \gamma = \operatorname{ctg} Z$$

erfüllt sein. Der Drehwinkel γ ist der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Sonnenmeridian. Es ist leicht einzusehen, daß für $\varphi = 90^{\circ}$

Messungen im Sonnenhorizontal nur möglich sind, wenn $Z \cong 45^\circ$ bleibt (siehe hierzu Bild 4).



$$\cos Z = \cos Z \cdot \cos 90 + \sin Z \cdot \sin 90 \cdot \cos \gamma$$

$$\cos \gamma = \frac{\cos Z}{\sin Z} = \operatorname{ctg} Z$$

Bild 4 Zur Erläuterung der Abhängigkeit des Radiometerdrehwinkels γ von der Zenitdistanz Z der Sonne bei Beobachtung im Sonnenhorizontalkreis unter einem Streuwinkel von $\varphi = 90^\circ$

4.2 Interferenzfilter-Radiometer

Für die Untersuchung der Himmelsstrahlung im sichtbaren Spektralbereich und im kurzwelligen Infrarot wird ein Empfänger benötigt, der von etwa $0,4 \mu\text{m}$ bis $3 \mu\text{m}$ empfindlich ist. Diese Forderung erfüllt am besten ein Bleisulfid-Fotoleiter, dessen Empfindlichkeitsbereich bei Bedarf durch Kühlung bis auf etwa $4 \mu\text{m}$ erweitert werden kann. Für die Verwendung des Geräts im Bereich der terrestrischen Strahlung ist ein schwarzer Körper vorgesehen, der als Referenzstrahler dient und dessen Strahlung mit der einfallenden Strahlung verglichen wird.

Eine Voraussetzung für die zeitliche Konstanz der Eichung ist eine Temperaturstabilisierung des Empfängers, da dieser einen Temperaturkoeffi-

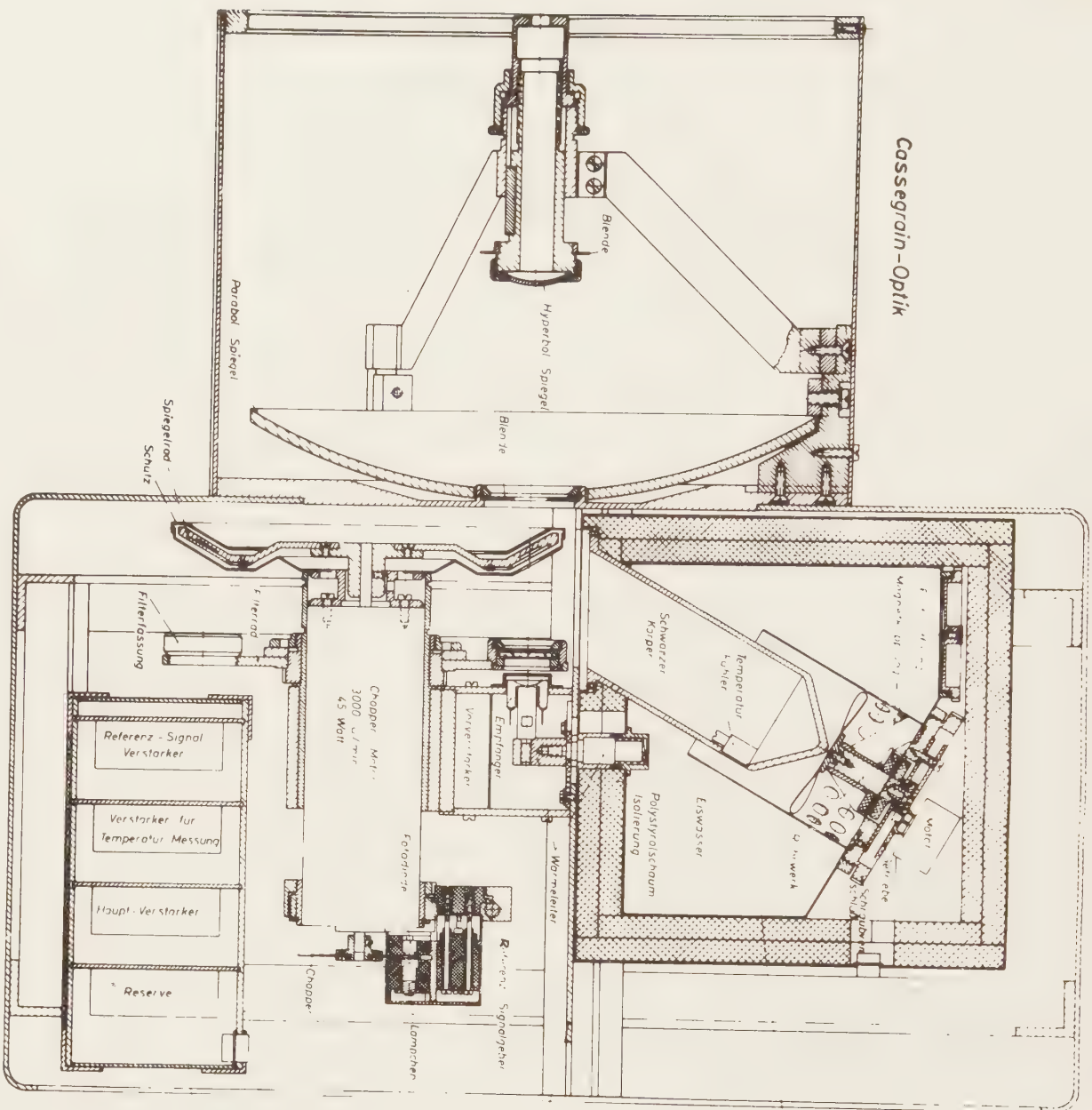


Bild 5 Querschnitt durch das Interferenzfilter-Radiometer

zienten von etwa 3% Grad⁻¹ besitzt. Ferner muß durch geeignete elektrische Maßnahmen der Temperatureinfluß auf die Halbleiterbauelemente im elektrischen Teil weitgehend ausgeschaltet werden. Spannungsschwankungen des Hubschrauber-Netzes wird mit ausreichender Betriebsspannungs-Stabilisierung begegnet.

Einen Querschnitt des Radiometers zeigt das Bild 5. Die Himmelsstrahlung wird mit einer Spiegeloptik, die aus einem parabolischen Haupt- und einem hyperbolischen Fangspiegel besteht (Durchmesser 25 cm, Systembrennweite 125 cm), auf den Empfänger (Valvo, Type 61 SV) fokussiert. Sie durchläuft dabei eines der zwölf Interferenzfilter, die in einem Filterrad untergebracht werden können, das von einem Drehmagnet in Schritten gedreht wird. Seine Auslösung erfolgt von einem Bedienungsgerät aus (siehe Bild 6), und ein Meßinstrument zeigt die jeweils eingeschaltete Wellenlänge an. Ein von einem Synchronmotor angetriebenes Spiegelrad unterbricht die Strahlung mit einer Frequenz von 800 Hz. Der Empfänger erhält dadurch abwechselnd die Strahlung des Himmels und des eingebauten schwarzen Körpers. Dieses Meßverfahren bietet gegenüber der



Bild 6 Bedienungsgerät

'Gleichlichtmethode' den Vorteil einer eindeutigen Signalbildung, da das Signal der Differenz aus der Himmelsstrahlung und der Referenzstrahlung proportional ist und seine Phasenlage auch das Vorzeichen richtig wiedergibt, was für Messungen im Bereich der terrestrischen Strahlung von Bedeutung ist, da hier das Vorzeichen wechseln kann.

Der schwarze Körper besteht aus einem zylindrischen, innen geschwärzten Hohlkörper aus Messing, der mit Eiswasser auf einer Temperatur von etwa 0°C gehalten wird. Der Eiswasserthermostat ist einem elektrisch geheizten und geregelten Thermostaten vorzuziehen, da er keine elektrische Energie benötigt und bei geringem Aufwand auch bei Außentemperaturen, die über der Thermostatterperatur liegen, noch einwandfrei arbeitet. Er hat darüber hinaus noch die Aufgabe, den Empfänger auf konstanter Temperatur zu halten, mit dem er über einen Wärmeleiter in Verbindung steht.

Der Empfänger befindet sich mit seinem Vorverstärker in einem abgeschirmten Gehäuse unmittelbar unter dem Thermostat. Das Signal wird im Hauptverstärker weiter verstärkt und anschließend in einer phasenempfindlichen Gleichrichtung gleichgerichtet. Der Betrag ihrer Ausgangsspannung ist der Amplitude der Eingangswechselspannung und ihr Vorzeichen deren Phasenlage proportional. Das für die Gleichrichtung benötigte Referenzsignal liefert ein Referenzsignalgeber (siehe Bild 5). Er enthält eine Fotodiode, die von einem Lämpchen beleuchtet wird, wobei das Licht von einer - vom Spiegelrad-Motor angetriebenen - Schlitzscheibe mit einer Frequenz von 800 Hz moduliert wird. Lämpchen und Fotodiode können mit Hilfe eines Feintriebs um die Motorachse geschwenkt werden, um die Phasenlage des Fotodiodensignals einzustellen, das durch einen Referenzsignalverstärker verstärkt wird. Alle Verstärker einschließlich eines für die elektrische Messung der Luft- und der Thermostatterperatur benötigten Verstärkers sind in einem Elektronik-Einschub unter dem Synchronmotor untergebracht.

4.3 Sonnensucher

Eine Voraussetzung für eine genaue Nachführung ist die fehlerfreie Messung der Winkelablagen. Hierfür wurde ein Meßverfahren benutzt, welches die Winkelmessung auf eine elektrische Phasen- bzw. Zeitmessung zurückführt. Es ist infolgedessen praktisch völlig unabhängig von Intensitäts-

schwankungen (örtlich begrenzte schwache Bewölkung), von der Empfindlichkeit der benutzten Fotoelemente und von Verstärkungs- und Betriebsspannungsschwankungen.

Aufbau und Arbeitsweise des Sonnensuchers wurden von BOLLE, KUËRS, MÖLLER, QUENZEL [9] detailliert beschrieben und sollen hier nur kurz wiedergegeben werden. In zwei Kanälen wird mit je einer Linse ein Bild der Sonne auf einem großflächigen Silizium-Fotoelement (TP 60) entworfen, wobei die Strahlung durch eine vor der Zelle rotierende Scheibe periodisch unterbrochen wird, die auf ihrer Peripherie gleichmäßig geschlitzt ist (siehe Bild 7). Das von der Zelle abgegebene rechteckförmige Signal wird in seiner Phasenlage von der Lage des Sonnenbilds in bezug auf die Bewegungsrichtung der Schlitze bestimmt. Die Phasenlage ist also ein Maß für die Ablage. Sie wird mit einem phasenempfindlichen Gleichrichter bestimmt, dessen Referenzsignal in gleicher Weise wie das

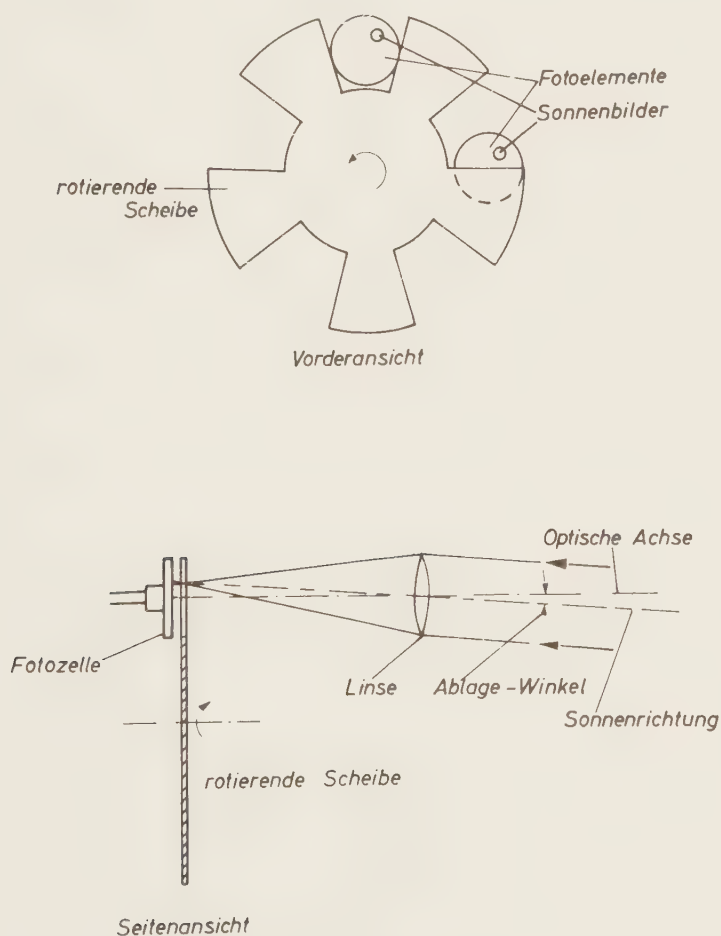


Bild 7 Zur Erläuterung der Arbeitsweise des Sonnensuchers

im Radiometer verwendete Referenzsignal erzeugt wird. Das Gesichtsfeld beträgt bei einer Linsenbrennweite von 5 cm etwa $\pm 7^\circ$. Es kann durch Wahl anderer Brennweiten variiert werden. Ein genauer Wert des Nachführfehlers konnte nicht ermittelt werden. Sicher ist nur, daß er im nachgeführten Zustand kleiner als $0,1^\circ$ ist, wenn die Netzfrequenz nicht mehr als 1% schwankt. Da letztere von dem für die Stromumwandlung benutzten Wechselrichter auf 0,1% konstant gehalten wurde, ist der durch den Sonnensucher verursachte Nachführfehler wahrscheinlich wesentlich kleiner als $0,1^\circ$.

4.4 Servokreise

Für die Nachführung wurden Wechselstrom-Servomotoren und Servoverstärker der Firma Contraves (Schweiz) gewählt. Sie sind mit Tachogeneratoren gekoppelt, wodurch auf einfache Weise eine elektrische Dämpfung der Regelschwingungen ermöglicht wird. Die Generatoren geben eine der Regelschwindigkeit proportionale Wechselspannung ab, die für die Gegenkopplung der Eingangsregelspannung der Verstärker benötigt wird. Die Tachospannung wird zweckmäßig so gewählt, daß sich der aperiodische Grenzfall einstellt. Bild 8 zeigt die Regelkreise für Azimut und Elevation. Die vom Sonnensucher abgegebenen Gleichspannungssignale werden zunächst in Modulatoren in Wechselspannungen umgewandelt. Die Amplituden sind den Beträgen und die Phasenlagen den Vorzeichen der Ablagen proportional.

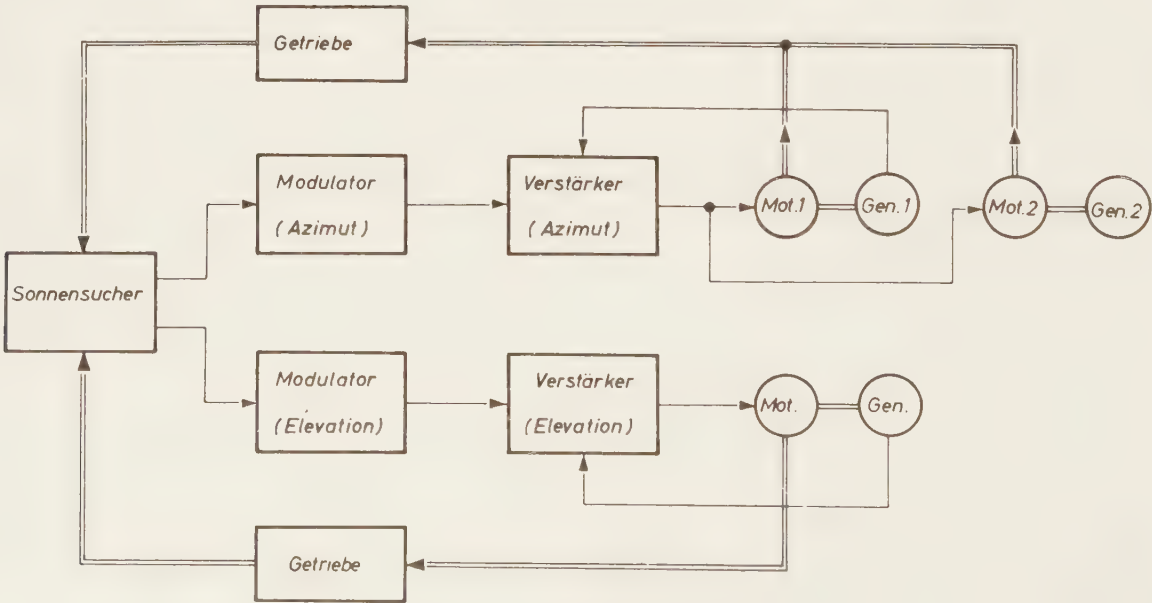


Bild 8 Blockschaltbild der Regelkreise

Bei der Wahl der Servomotoren ist ein Kompromiß zwischen gewünschter Motor-Leistung und der vom Wechselrichter maximal gelieferten Leistung zu schließen. Da für den Antrieb der vertikalen Achse ein Motor passender Leistung nicht zu haben war, mußten zwei kleinere parallel geschaltet werden, wobei nur der Tachogenerator eines Motors die elektrische Dämpfung liefert. Die Drehzahlen der Motoren werden mit Stirnradgetrieben untersetzt, wodurch sich folgende Stillstandsrehmomente M und Leerlauf-Winkelgeschwindigkeiten V ergeben:

$$\text{Azimut} \quad M_a = 640 \text{ Kp cm} ; V_a = 25^\circ \text{ s}^{-1}$$

$$\text{Elevation} \quad M_e = 126 \text{ Kp cm} ; V_e = 17^\circ \text{ s}^{-1} .$$

Die Anlaufspannung der Motoren beträgt etwa 4% der maximalen Betriebsspannung, wodurch ein Nachführfehler von $\pm 4\%$ des halben Gesichtsfeldes entsteht, der sich zu $0,3^\circ$ ergibt. Er ließe sich noch verringern, wenn man die Sonnensucherobjektive durch solche mit größerer Brennweite ersetzte, wobei jedoch das Gesichtsfeld verkleinert würde.

Um die Drehmomente möglichst vollständig für die Winkelbeschleunigungen zur Verfügung zu haben, muß dafür gesorgt werden, daß im ruhenden Zustand keine Momente wirken. Das erreicht man dadurch, daß unter Verwendung von Ausgleichsmassen die Schwerpunkte in die Achsen verlegt werden, wodurch für beide Servo-Achsen indifferentes Gleichgewicht erzielt wird. Hierfür wurde der Wechselrichter auf dem Rahmen (siehe Bild 3) verschiebbar montiert. Für die horizontale Achse mußte auf der dem Radiometer gegenüberliegenden Seite ein Bleigewicht angebracht werden.

Beide Achsen sowie die Radiometerachse sind mit Ringpotentiometern ausgestattet, die eine elektrische Messung der Lagen aller Achsen auf besser als $\pm 1^\circ$ gestatten. Außerdem können die Modulatoreingänge von dem Sonnensucher getrennt und mit kontinuierlich einstellbaren Gleichspannungsquellen verbunden werden. Damit ist es möglich, die Apparatur wieder in die richtige Lage zu drehen, wenn die Sonne während des Meßfluges einmal aus dem Gesichtsfeld des Sonnensuchers geraten ist.

Die Bedienungselemente und Meßinstrumente neben allen übrigen elektrischen Einrichtungen sowie Stromversorgungsteile und Verstärker sind in dem bereits erwähnten Bedienungsgerät untergebracht (siehe Bild 6).

5. Eichung des Radiometers

Mit Rücksicht auf die unterschiedliche Empfindlichkeit innerhalb des Gesichtsfeldes, dessen Durchmesser $0,23^\circ$ beträgt, ist eine gleichmäßige Ausleuchtung des Empfängers bei der Eichung unerlässlich. Hierzu dient eine Opalglasscheibe ($80 \times 80 \text{ cm}^2$), die vor dem Radiometer aufgestellt und von einer Glühlampe möglichst gleichmäßig ausgeleuchtet wird. Die Strahldichte der Scheibe wird mit einem Wechsellicht-Thermoelement (Hersteller PTW, Wiesbaden) bestimmt, wobei die Strahlung durch eine rotierende Sektorscheibe moduliert werden muß (siehe Bild 9).

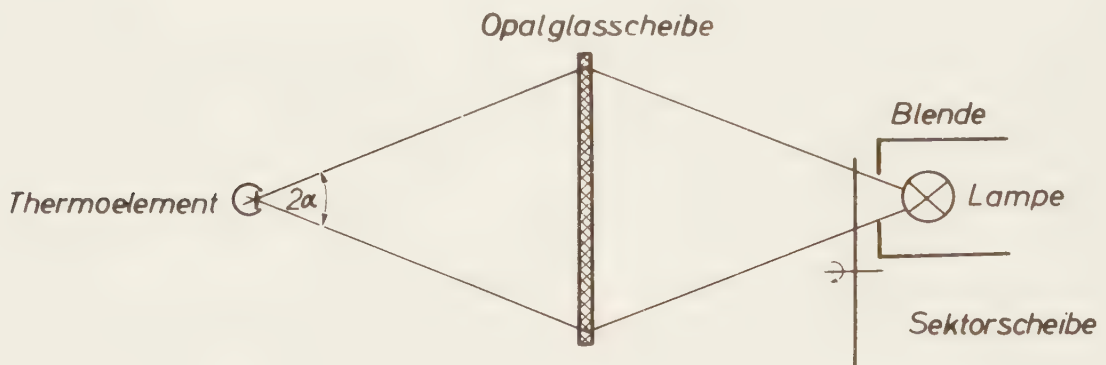


Bild 9 Anordnung zur Bestimmung der Strahldichte der Opalglasscheibe

Die wirksame Fläche des Thermoelements ist nicht genau bekannt. Deshalb wird es mit einem schwarzen Körper in Bestrahlungsstärke (Wcm^{-2}) geeicht. Die Strahlung der Stirnseite der Strahlungsquelle wird mit einer wassergekühlten Blende ferngehalten, die mit einem ebenfalls gekühlten und geschwärzten Schieber verschlossen werden kann, dessen Temperatur T_0 gemessen wird (siehe Bild 10). Bei geöffnetem Schieber ist das Signal S_1 der Differenz aus den Intensitäten der Strahlungsquelle B_s und der Modulatorscheibe B_m proportional:

$$(5.1) \quad S_1 = C(B_s - B_m), \quad B_s > B_m.$$

Ist der Schieber geschlossen, so ergibt sich entsprechend unter Berück-

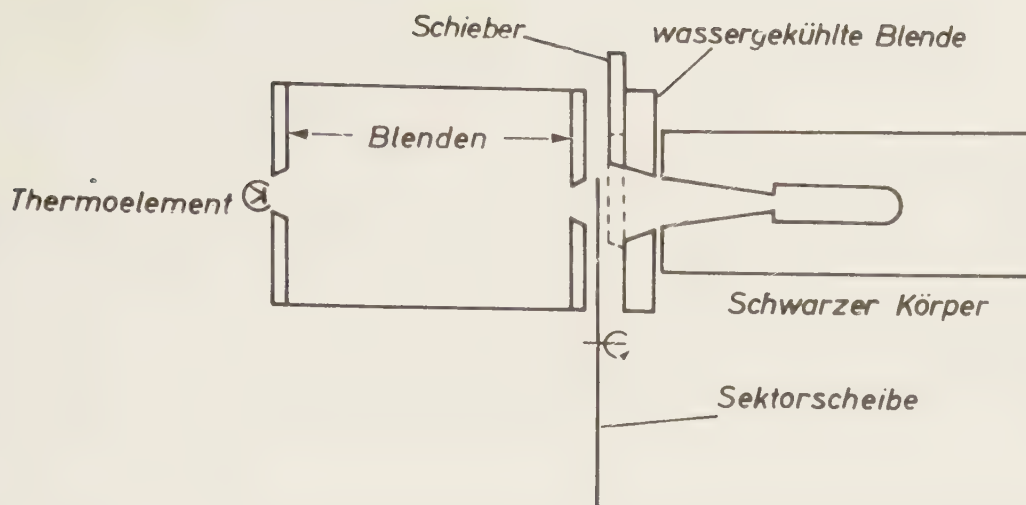


Bild 10 Anordnung zur Eichung des Thermoelements

sichtigung seiner Intensität B_o :

$$(5.2) \quad S_2 = C(B_m - B_o); \quad B_m > B_o .$$

Addition von Gleichung (5.1) und Gleichung (5.2) liefert die Eichkonstante C des Thermoelements:

$$(5.3) \quad C = \frac{S_1 + S_2}{B_s - B_o} [\text{SKT W}^{-1} \text{cm}^2] .$$

Die experimentell schwer bestimmbare Intensität der Modulatorscheibe fällt dabei heraus. Die Bestrahlungsstärke B_s ergibt sich mit der Temperatur T_s des schwarzen Körpers und mit dem räumlichen Winkel ω_e , unter dem seine Öffnung dem Empfänger erscheint, zu:

$$(5.4) \quad B_s = \omega_e \frac{\sigma T_s^4}{\pi} .$$

Für B_o erhält man analog mit der Schiebtemperatur T_o und dem Emissionsvermögen seiner geschwärzten Oberfläche e_o :

$$(5.5) \quad B_o = \omega_e \frac{e_o \sigma T_o^4}{\pi} .$$

Das Emissionsvermögen wird zu 0,9 angenommen. Sein Wert braucht im übrigen nicht genau bekannt zu sein, da B_0 ohnehin sehr klein gegenüber B_s ist.

Mit dem in Bestrahlungsstärke geeichten Thermoelement läßt sich die Strahldichte E der Scheibe bestimmen, wobei zwischen E und der von der Scheibe am Ort des Empfängers hervorgerufenen Bestrahlungsstärke B die Beziehung besteht (siehe Bild 9):

$$(5.6) \quad B = E \sin^2 \alpha .$$

Dabei ist α der halbe Winkel unter welchem dem Empfänger die kreisrund abgedeckte Scheibe erscheint. In Gleichung (5.6) ist das Lambertsche Gesetz enthalten. Eine Variation von α ergab, daß die Strahldichte der Scheibe von α unabhängig ist und die Strahlungsquelle deshalb als Lambertscher Strahler angesehen werden darf.

Die von den Filtern hindurchgelassene Strahlung erwies sich für eine unmittelbare Bestimmung der spektralen Strahldichte E_λ als zu gering. Man ermittelt sie deshalb in der Weise, daß man zunächst nur E mißt und den Einfluß der Filter durch besonders zu bestimmende Filterfaktoren F_λ berücksichtigt. Diese ergeben sich aus dem Verhältnis der mit und ohne eingeschaltete Filter gemessenen Intensitäten, wobei der Empfänger in ausreichend geringer Entfernung von der Lampe aufgestellt wird und sich die Scheibe im Strahlengang befindet:

$$(5.7) \quad F_\lambda = T_\lambda \int_0^{(\Delta\lambda)_\lambda} E(\lambda) d\lambda / \int_0^\infty E(\lambda) d\lambda = T_\lambda (\Delta\lambda)_\lambda E(\lambda) / E .$$

Hier ist T_λ die Durchlässigkeit des Filters, $(\Delta\lambda)_\lambda$ seine spektrale Breite, $E(\lambda)$ die spektrale Strahldichte der Lichtquelle [$\text{Wcm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{cm}^{-1}$]. Gleichung (5.7) enthält die Voraussetzung, daß die spektrale Intensitätsverteilung im Bereich der Filterbreite ($0,01 \mu\text{m} < (\Delta\lambda)_\lambda < 0,06 \mu\text{m}$) linear von λ abhängt, was recht gut erfüllt ist.

Das Radiometersignal S_λ ist (bei eingeschaltetem Filter) mit der spektralen Strahldichte $E(\lambda)$ durch die Beziehung verknüpft:

$$(5.8) \quad S_\lambda = c_\lambda E(\lambda) ,$$

wo c_λ eine für die Wellenlänge λ geltende Eichkonstante ist, die die spektrale Empfindlichkeit des Empfängers und die Eigenschaften des elektrischen Teils des Radiometers enthält. Setzt man aus Gleichung (5.7) $E(\lambda)$ ein, so gilt:

$$(5.9) \quad S_\lambda = \frac{c_\lambda F_\lambda}{T_\lambda(\Delta\lambda)_\lambda} E \quad .$$

$T_\lambda(\Delta\lambda)_\lambda$ wird zweckmäßigerweise mit in die Eichkonstante hineingenommen und braucht deshalb nicht besonders ermittelt zu werden. Die Eichkonstante $C_\lambda = c_\lambda / T_\lambda(\Delta\lambda)_\lambda$ ergibt sich damit zu:

$$(5.10) \quad C_\lambda = \frac{S_\lambda}{E F_\lambda} \quad .$$

Die zeitliche Konstanz der Eichung erwies sich für die Dauer der Wirksamkeit einer Thermostatfüllung (etwa sieben Stunden) als sehr befriedigend. Jedoch scheint sich die Empfängerempfindlichkeit über längere Zeit, d.h. über Wochen oder Monate, langsam zu ändern. Deshalb ist es notwendig, die Eichung hin und wieder nachzuprüfen, was mit Hilfe eines kleinen Lämpchens erreicht wird, das vor der Optik an einer definierten Stelle angebracht wird.

Die optischen Eigenschaften von Interferenzfiltern sind von der Temperatur und vom Einfallswinkel der Strahlung abhängig. Nach Untersuchungen von ILLSLEY [19] dürfte jedoch der Temperatureinfluß selbst bei Messungen im Freien die Eigenschaften der Filter nur wenig verändert haben. Für eine Temperaturschwankung von 30° C ergibt eine Schätzung eine Verschiebung der Durchlaßkurve um wenige nm und eine Änderung der Durchlässigkeit um etwa 1%. Die Winkelabhängigkeit fand Berücksichtigung, indem, soweit wie möglich, der Öffnungswinkel des Kegels der einfallenden Strahlen klein gehalten wurde. Im Radiometer beträgt er etwa 12° und bei der Bestimmung der Filterfaktoren und der spektralen Durchlässigkeit nicht mehr als etwa 20° . Damit kann nach Angaben des Herstellers (Schott und Gen.) der Einfluß des unterschiedlichen Einfallswinkels bei Eichung und Messung auf die Genauigkeit der Eichung abgeschätzt werden. Die Verschiebung der Filterkurve ist geringer als 1 nm, und die Durchlässigkeitsänderung beträgt 1 bis 2%.

6. Himmelsstrahlungsmessungen

6.1 Vorbereitung und Durchführung der Messungen

Für die Durchführung der Messungen wurde im Sommer 1965 vom 3. Heeresfliegerbataillon 300 in Niedermendig ein Hubschrauber vom Typ Vertol zur Verfügung gestellt und bei der Deutschen Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt E.V., Institut für Steuer- und Regeltechnik in Oberpfaffenhofen/Obb., stationiert. Mit Unterstützung durch Dienststellen der Bundeswehr waren zuvor unter Berücksichtigung der Hubschrauber-eigenschaften die Bedingungen, unter denen Meßflüge durchgeführt werden können, untersucht worden. Trotzdem ergaben sich nach der Montage der Apparatur einige Probleme, die kurz erwähnt werden sollen.

Die Apparatur war auf einem geschweißten Stahlrohrgestell befestigt, das am Boden der Maschine angeschraubt wurde und aus der hinteren Kabinentür herausragte (siehe Bild 11). Bei Probelaufen der Rotoren im Stand wurde die 200 kg schwere Apparatur, deren Schwerpunkt etwa einen



Bild 11 Meßapparatur nach der Befestigung am Hubschrauber

Abstand von 1,5 m zur Bordwand besaß, zu Schwingungen angeregt, die ein gefährliches Ausmaß annahmen. Mit Hilfe von Drahtseilverspannungen konnten sie zwar genügend reduziert werden, jedoch mußte dafür eine Einschränkung der Bewegungsmöglichkeiten um die beiden Nachführachsen in Kauf genommen werden.

Der Aufbau verursachte ein erhebliches Moment in bezug auf die Rollachse des Hubschraubers, weshalb das gegenüberliegende Fahrwerk mit Sandsäcken von 150 kg Gewicht belastet werden mußte. Durch diese Maßnahme ergab sich - mit einer Tankfüllung - eine Begrenzung der Flugzeit auf 1 1/2 Stunden.

Aus den technischen Daten des Hubschraubers läßt sich entnehmen, daß mit der gesamten Zuladung einschließlich des Ausgleichgewichts Schwebeflüge bis in 2500 m Höhe möglich sein müßten. Der genaue Wert der erreichbaren Gipfelhöhe hängt im übrigen in hohem Maße von Temperatur, Druck und Feuchte der Luft ab. Aus Sicherheitsgründen hielt es jedoch der erste Flugzeugführer für notwendig, mit Horizontalgeschwindigkeit zu fliegen, um einen zusätzlichen Auftrieb zu erhalten. Die Antriebsleistung läßt sich dadurch vermindern und ebenfalls die von den Rotoren hervorgerufenen starken Erschütterungen, die die Meßapparatur sehr beanspruchen. Jedoch mußten dafür erhebliche aerodynamische Kräfte an den Servo-Achsen in Kauf genommen werden, die die Motoren nicht mehr ausreichend kompensierten. Auf die davon besonders getroffene horizontale Nachführung mußte deshalb verzichtet und das Azimut festgelegt werden, indem man die Apparatur mit Drahtseilen verspannte. Die Korrektur des Azimuts führten die Flugzeugführer mittels Kursänderungen nach Maßgabe der Sonnensuchersignale aus, die am Bedienungsgerät abgelesen und mit Hilfe einer Sprechverbindung durchgegeben wurden; die Nachführung der Elevation mußte mit von Hand bedienten Seilzügen unterstützt werden.

Eine weitere Einschränkung der Meßmöglichkeiten ergab sich durch die Forderung, daß die Rotorblätter nicht die Blickrichtung des Radiometers durchlaufen sollen, womit die Messungen auf Sonnenhöhen unter 26° beschränkt blieben. Anderenfalls ergäbe sich eine Abschattung durch die Rotorblätter. Da deren Breite über die ganze Blattlänge konstant ist, nimmt der Abschattungsfehler mit der Sonnenhöhe zu, weshalb er gerade die Höhenabhängigkeit der Himmelsstrahlung beeinflusst.

Vor jedem Flug wurde die Eichung überprüft und eine Bodenmessung durch-

geführt. Die Messungen wurden anschließend im Raum südwestlich von München, ca. 15 km vom Stadtkern entfernt, in Höhen von 4000, 5000, 6000 und 8000 Fuß Höhe vorgenommen, wobei mit 4000 Fuß begonnen und in jeder Höhe einmal gemessen wurde. Die Gegend erschien besonders geeignet, weil die Anflugszeiten kurz waren und die ausgedehnten Waldgebiete die Forderung nach einer möglichst konstanten Bodenalbedo (vergleiche Abschnitt 2.4) während der Flüge am besten erfüllten.

6.2 Meßergebnisse

Die im folgenden diskutierten Meßergebnisse wurden am 29. und 30. Juni 1965 abends gewonnen. An beiden Tagen lag über dem Ostatlantik ein ausgedehntes Hoch, dessen nach Osten gerichteter Ausläufer die Wetterlage in Mitteleuropa maßgeblich bestimmte. Während eine schwache Kaltfront eines über Skandinavien liegenden Tiefs zeitweilig in Norddeutschland Niederschläge brachte, herrschte in Oberbayern an beiden Tagen heiteres Wetter.

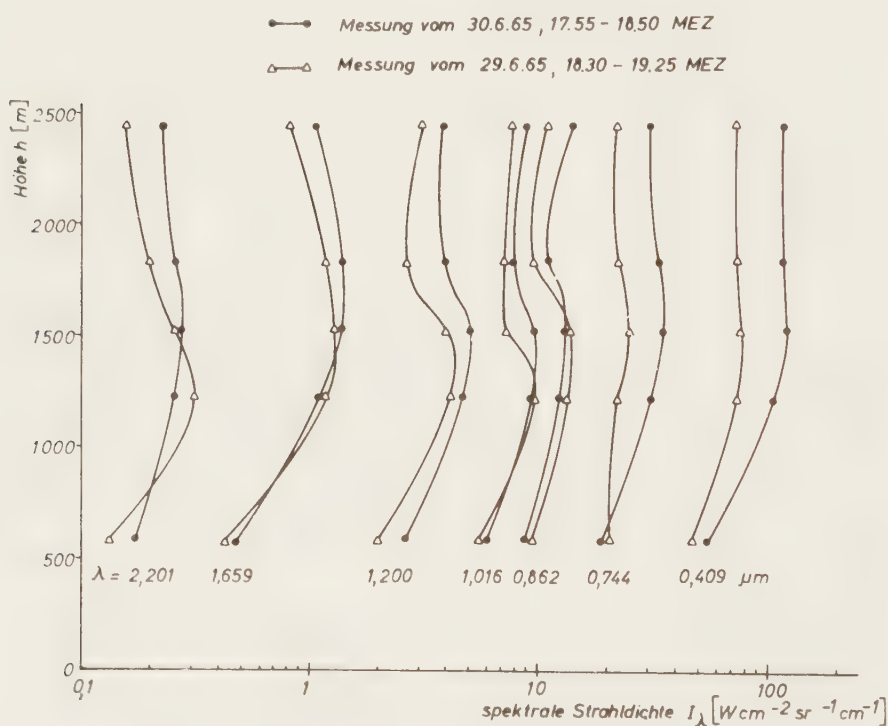


Bild 12 Spektrale Strahldichte des Himmels

Die vertikale Verteilung der spektralen Strahldichte des Himmels zeigt Bild 12. Der Verlauf ist an beiden Tagen sehr ähnlich. Bei allen Wellenlängen nimmt die Intensität zunächst mit der Höhe zu und erreicht zwischen 1400 und 1700 m ein Maximum. Der Anstieg der Intensität mit der Höhe darf nicht mit einer Zunahme der optischen Dicke τ in Verbindung gebracht werden, da nur $d\tau/dh \leq 0$ sinnvoll ist. Vielmehr wird das Anwachsen der Strahldichte durch die Vergrößerung der relativen Luftmasse mit der Höhe verursacht, die sich aus der zeitlichen Folge der Messungen in den einzelnen Höhen (siehe letzten Abschnitt) ergibt und gegenüber der vertikalen Änderung der Aerosoldichte dominiert.

Die optische Dicke τ_D wurde aus der Strahldichte des Himmels mit Hilfe von Gleichung (2.16) für die Messung vom 30. Juni ermittelt und in Bild 13 in Abhängigkeit von der Höhe dargestellt. Sie läßt auf eine Konzentration des Aerosols im Bereich der größten Änderung von τ_D schließen und legt die Vermutung nahe, daß die Dunstschichtung in diesem Gebiet durch eine Inversion hervorgerufen sein könnte. Eine Betrachtung des Temperaturprofils nach Radiosonden-Aufstiegen der Wetterstation München-Riem (siehe Bild 14) zeigt, daß in dem betreffenden Höhenbereich mittags eine Inversion vorhanden war.

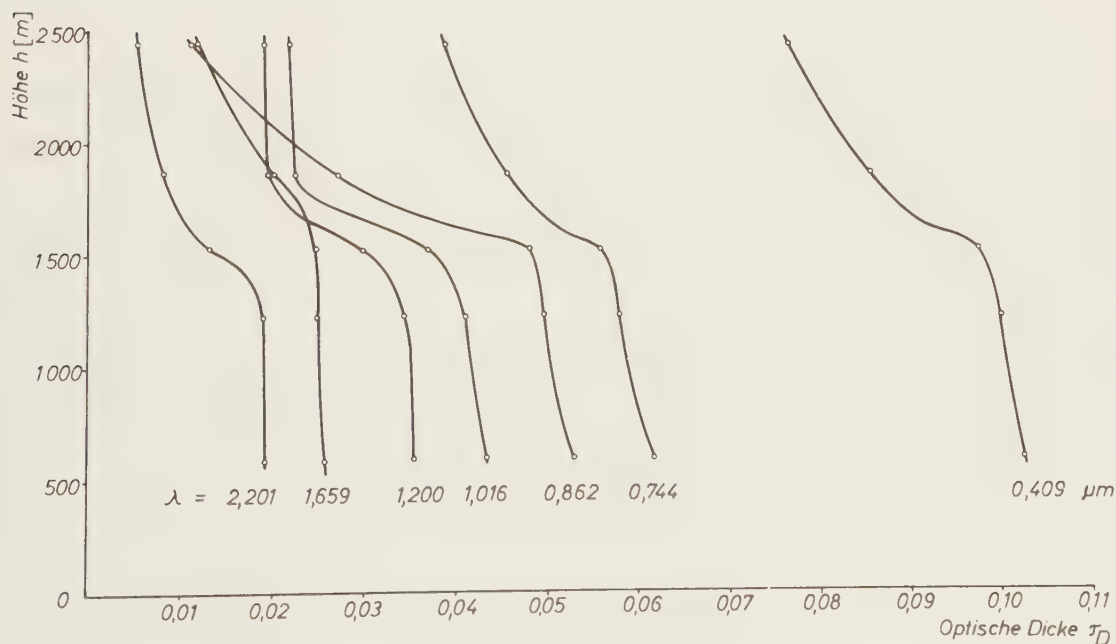


Bild 13 Vertikale Verteilung der optischen Dicke τ_D

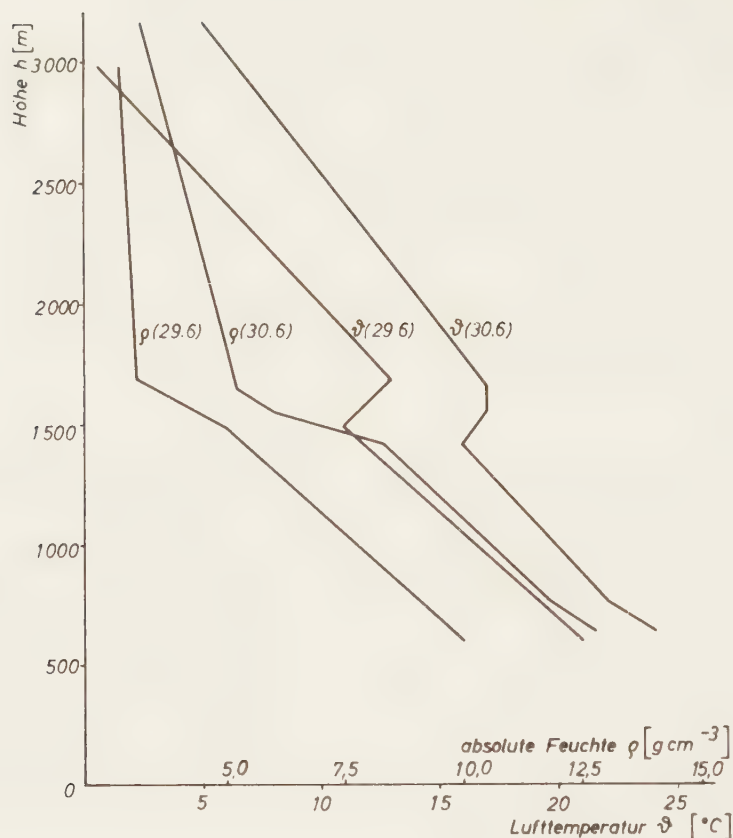


Bild 14 Temperatur- und Feuchteprofil für den
29. und 30. Juni 1965 über München-Riem

Aus der am Abend gefundenen Dunstschicht kann geschlossen werden, daß die Inversion auch noch um diese Zeit vorhanden war. Für diesen Schluß sprechen auch die Meßergebnisse vom Abend des Vortages, an dem ein Intensitätsmaximum gefunden wurde, dessen Lage mit der Höhe einer mittags gemessenen Inversion ebenfalls gut übereinstimmt.

Die Schichtung läßt sich deutlicher erkennen, wenn man die optische Dicke $\tau_D(h)$, siehe Gleichung (2.4), differenziert und damit die Abhängigkeit des Streukoeffizienten $k_D(h)$ von der Höhe erhält:

$$(6.1) \quad k_D(h) = \frac{d\tau_D}{dh} \quad .$$

Das wurde für eine Wellenlänge durchgeführt (siehe Bild 15), obgleich die Genauigkeit nicht sehr groß sein kann, da die Höhenintervalle für eine Differentiation ziemlich weit sind. Immerhin zeigt die Darstellung in Bild 15, daß die Schicht eine ausgeprägte Ober- und Untergrenze besitzt.

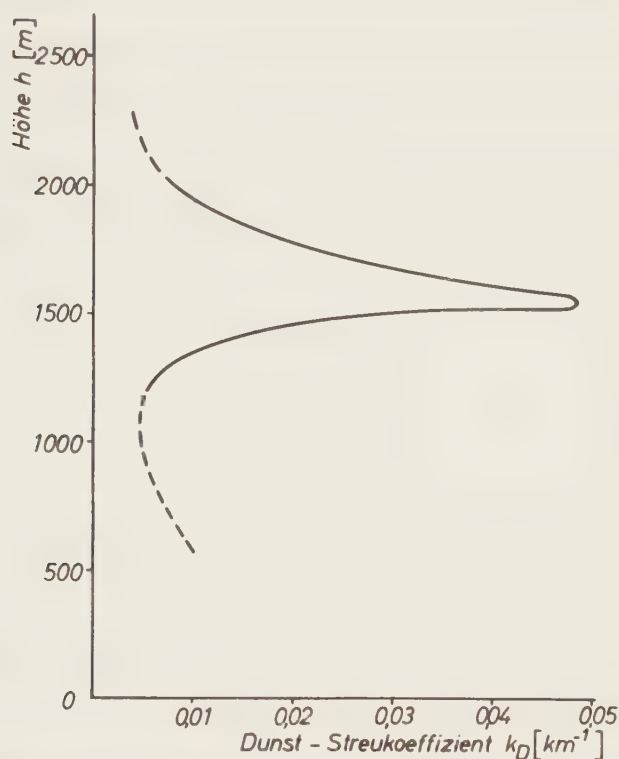


Bild 15 Vertikale Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten für $0,744 \mu\text{m}$

Eine die vertikale Dunstverteilung charakterisierende Größe ist die Höhe H_D der homogenen Dunst-Atmosphäre, die analog zu der der Molekül-Atmosphäre als die Höhe - bezogen auf das Bodenniveau - anzusehen ist, in der der Dunst-Streukoeffizient auf den Bruchteil $1/e$ des Bodenwerts abgefallen ist. Während allgemein als Mittelwert $H_D = 1,2 \text{ km}$ angesehen wird (siehe z.B. PENNDORF [32]), ergibt sich aus den vorliegenden Meßergebnissen H_D für die einzelnen Wellenlängen zwischen $1,1 \text{ km}$ und $2,5 \text{ km}$. Der große Schwankungsbereich ist auf Meßfehler zurückzuführen, worauf im Abschnitt 6.3 noch näher eingegangen wird.

Abgesehen davon, daß hier für die Angabe eines Werts für H_D die Voraussetzung einer gleichmäßigen exponentiellen Abnahme der Dunstdichte in

dem untersuchten Höhenbereich - H_D unabhängig von der Höhe h - nicht erfüllt ist, kann selbst $H_D = 2,5$ km bei den vorliegenden meteorologischen Bedingungen als ein nicht zu hoher Wert angesehen werden. Das zeigen Aerosol-Sondierungen, die LAKTIONOV [25] zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten über Land- und Wasserflächen vornahm. Den Ergebnissen ist zu entnehmen, daß H_D um ein Vielfaches von dem Mittelwert abweichen kann, was sich zwanglos durch die sehr unterschiedliche Konvektion zwischen Sommer und Winter, Tag und Nacht und über Land und See erklären läßt. Sie wirkt sich dahingehend aus, daß die Dunstpartikel in um so größere Höhen gelangen, je stärker sie ausgeprägt ist. Da am Tage der Messung hochsommerliches Wetter herrschte, mit Bodentemperaturen bis zu 26° C, waren die Voraussetzungen für eine Konvektion bis zur Inversionsschicht gut erfüllt.

6.3 Fehlerquellen

Die qualitative Übereinstimmung der Ergebnisse mit den Arbeiten von BIGG [6], WIGAND [43] oder WEICKMANN [42], die vor allem den Zusammenhang zwischen der Lage der Temperaturinversion und der des Maximums des Streukoeffizienten - bzw. der Dunstkonzentration - betrifft, darf nicht darüber hinwegtäuschen, daß die vertikale Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten möglicherweise noch durch die Wasserdampf-Absorption und die Absorption im Aerosol (siehe LEUPOLT [26]) verfälscht sein könnte. Das ist auch deshalb wahrscheinlich, weil der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre verhältnismäßig hoch war und aus dem Radiosondenaufstieg vom 30.6.1965 zu 2 g cm^{-2} bestimmt wurde.

Im Gegensatz zu Aktinometermessungen, die bei vorhandener Absorption zu große Streukoeffizienten ergeben, sind bei Himmelsstrahlungsmessungen - $\tau_D' < 1$ - zu kleine Werte für τ_D zu erwarten, siehe Gleichung (2.16). Ein Vergleich mit Angaben, die ELTERMAN [1964] macht, zeigt, daß $\tau_D(h)$ für alle Wellenlängen unter den Werten ELTERMANS liegt. Wenn man jedoch in Betracht zieht, daß sich seine Werte auf eine horizontale Sichtweite von 25 km beziehen, während sie bei den vorliegenden Messungen auf etwa 90 km geschätzt wurde, so lassen sich deshalb daraus keine sicheren Schlüsse auf den Einfluß der Wasserdampfabsorption bei der Bestimmung von τ_D ziehen.

Genaueren Aufschluß über eine möglicherweise vorhandene atmosphärische Absorption liefert eine Prüfung der Höhenabhängigkeit des gefundenen Streukoeffizienten bei verschiedenen Wellenlängen. Die sehr unterschiedliche Abnahme von τ_D mit der Höhe für die einzelnen Filterbereiche ließe den Schluß auf wellenlängenabhängige Änderungen der Streufunktion mit der Höhe zu, siehe Gleichung (2.16), die als höhenabhängige Abweichungen der Kerngrößenverteilung vom Potenzverteilungsgesetz zu deuten wäre. Nun ist jedoch, wie bereits bemerkt, die Streufunktion bei großen Streuwinkeln von der Größenverteilung nur in geringem Maß abhängig. VOLZ [1954] zeigt, daß sich für $\varphi = 90^\circ$ die Streufunktion nur ändert, wenn eine entsprechende Abweichung der Kerngrößenverteilung vom Potenzgesetz in einem Streuparameter-Bereich von $0,2 < \alpha < 1$ vorliegt, was in diesem Umfang wohl kaum zu erwarten ist und, abgesehen davon, auch einen entsprechend großen Spektralbereich gleichmäßig erfassen müßte. Dagegen läßt die uneinheitliche Höhenabhängigkeit von $\tau_{D\lambda}$ - vom Einfluß der Inversion abgesehen - keine Gesetzmäßigkeit erkennen, nach der sich die Streufunktion mit der Höhe geändert haben könnte. Eine Höhenabhängigkeit der Streufunktion kommt also für eine Deutung nicht in Frage. Daraus folgt aber auch, daß sich die vertikale Verteilung des Dunst-Streukoeffizienten nicht mit der Wellenlänge geändert haben kann, da dieser, als das Integral der Streulichtintensitäten über alle Streuwinkel, in noch geringerem Maß als die Streufunktion von Abweichungen vom Größenverteilungsgesetz beeinflusst wird. Damit bleibt die Wasserdampfabsorption - und bei $\lambda = 0,744 \mu\text{m}$ möglicherweise auch noch eine geringe Ozonabsorption - als eine Erklärungsmöglichkeit des Verlaufs von τ_D übrig.

Die scheinbare Wellenlängenabhängigkeit der vertikalen Dunstverteilung dürfte schließlich noch mit verursacht sein durch horizontale Dunstdichte-Änderungen in Verbindung mit der Horizontalgeschwindigkeit des Hubschraubers. Beobachtungen der oberen Grenze der über Münchens Stadtgebiet liegenden Dunstschicht von dem etwa 20 km entfernten Oberpfaffenhofen aus, die bei Föhnlagen gemacht wurden, führten zu dem Schluß, daß die Dunstkonzentration im Bereich dieser Entfernung offenbar einen sehr ausgeprägten horizontalen Gradienten besitzt. Während der Meßflüge wurde außerdem festgestellt, daß in Stadtnähe die horizontale Verteilung des Aerosols - wahrscheinlich bedingt durch die Existenz einzelner, räumlich getrennter Dunstquellen - starken örtlichen Schwankungen unterliegt.

Die ungleichmäßige horizontale Dunstverteilung - bei der Aufstellung

von Gleichung (2.16) nicht vorausgesetzt - muß bei einer durchschnittlichen Horizontalgeschwindigkeit des Hubschraubers von 120 km/h und wegen der zeitlich aufeinanderfolgenden Messungen in den einzelnen Höhen und Filterbereichen zwangsläufig zu einer unkontrollierbaren Verfälschung des Dunstprofils führen und eine Wellenlängenabhängigkeit vortäuschen. Außerdem hat der horizontale Gradient des Dunst-Streukoeffizienten zu geringe Werte für die Himmelsstrahlungsintensität am Boden zur Folge, da die Bodenmessung in Oberpfaffenhofen außerhalb der hohen Dunstkonzentration vorgenommen wurde.

Die Wahl des Streuwinkels ermöglicht zwar die Prüfung der Meßergebnisse auf Fehler, die bei kleineren Streuwinkeln fälschlich als Abweichungen vom Potenzverteilungsgesetz gedeutet worden wäre. Sie ist dafür aber mit dem Nachteil verbunden, daß für $\varphi = 90^\circ$ der Anteil der Dunst-Primärstreuung gegenüber der Molekül- und Dunst-Mehrfachstreuung - wegen der überwiegenden Vorwärtsstreuung des Dunstes - ziemlich gering ist, wodurch die Genauigkeit, mit der τ_D bestimmt wird, ebenfalls nicht sehr groß sein kann. Aufschluß hierüber gibt das Bild 16, aus dem der Einfluß von Molekül- und Dunst-Mehrfachstreuung in Abhängigkeit von der

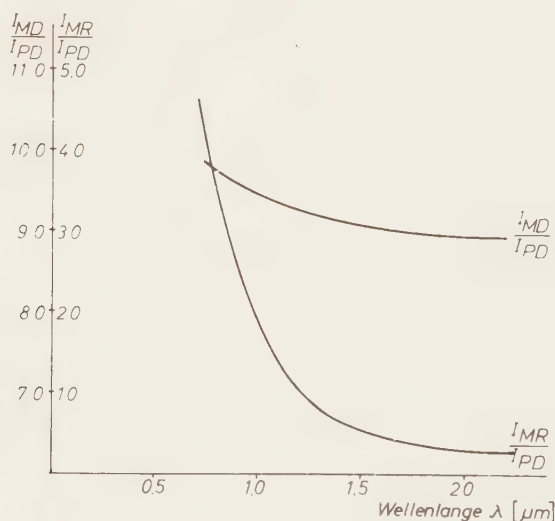


Bild 16 Verhältnis der Molekül- (I_{MR})- und Dunst- (I_{MD})- Mehrfachstreuung zur Dunst- (I_{PD})-Primär-Streuung in 1220 m Höhe⁺)

⁺) Die graphischen Darstellungen in den Bildern 16 und 17 wurden aus den Meßwerten unter Berücksichtigung des Näherungsverfahrens für die Dunst-Mehrfachstreuung und mit Hilfe des Tabellenwerks von COULSON, DAVE, SEKERA [14.] berechnet.

Wellenlänge hervorgeht. Man erkennt, daß der Anteil der Molekülstreuung I_{MR} an der Himmelsstrahlung bei großen Wellenlängen sehr gering ist, mit abnehmender Wellenlänge aber schnell zunimmt, weshalb vor allem im kurzwelligen Teil des Spektrums die Genauigkeit, mit der τ_D bestimmt werden kann, relativ gering ist. Dem wellenlängenabhängigen Einfluß der Molekülstreuung überlagert sich noch ein höhenabhängiger Einfluß, der aus der ungleichmäßigen Durchmischung der Molekül-atmosphäre mit dem Aerosol resultiert und der deshalb die Genauigkeit des Verfahrens mit der Höhe langsam abnehmen läßt (siehe Bild 17).

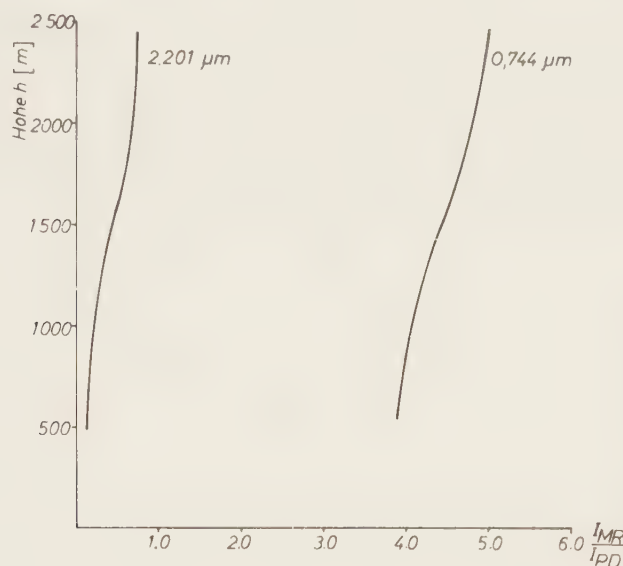


Bild 17 Höhenabhängigkeit des Verhältnisses von Molekül- (I_{MR})-Mehrfach- zu Dunst- (I_{PD})-Primärstreuung

Nicht weniger problematisch erscheint der Einfluß der Dunst-Mehrfachstreuung, da diese bei $\varphi = 90^\circ$ im Mittel fast zehnmal größer ist als die Primärstreuung. Wenn man bedenkt, daß die Mehrfachstreuung nur durch ein Näherungsverfahren Berücksichtigung findet und die Benutzung des Tabellenwerks von COULSON, DAVE, SEKERA [14] unvermeidbare zusätzliche Fehler mit sich bringt, so ist für die Berechnung von τ_D keine sehr große Genauigkeit zu erwarten. Das trifft vor allem dann zu, wenn die Bodenalbado nicht genügend genau bekannt ist oder wenn für sie nur ein Mittelwert benutzt wird, der nicht bei allen Wellenlängen mit der tatsächlich vorhandenen Albado übereinstimmt, wie das hier der Fall ist.

Weitere Fehler entstehen dadurch, daß nach Angabe der Herausgeber die Genauigkeit der Tabellenwerte für die Molekülstreuung gerade für die Beobachtung im Sonnenhorizontal ziemlich gering ist. Zusätzliche Ungenauigkeiten ergeben sich durch die für lineare Interpolationen ziemlich großen Intervalle der einzelnen Parameter. Sie fallen vor allem dann ins Gewicht, wenn die Abhängigkeit der Streustrahlungsintensität von der - vom Radiometer erfaßten - optischen Dicke $M\tau$ die größte Abweichung von der Linearität zeigt, wovon die Berechnung sowohl der Dunst-Mehrfachstreuung als auch die der Molekülstreuung betroffen ist. Aus Bild 18, das die Streustrahlungsintensität in Abhängigkeit von $M\tau$ nach Gleichung (3.1) wiedergibt, erkennt man, daß die Linearitätsabweichungen am größten sind, wenn $M\tau$ sich dem Wert 1 nähert. Die größten Interpolationsfehler ergeben sich daher für $\lambda = 0,409 \mu\text{m}$, wo die optische Dicke der Molekül-atmosphäre den Wert 1 schon überschritten und die optische Dicke des Aerosols sich ihm stark genähert hat.

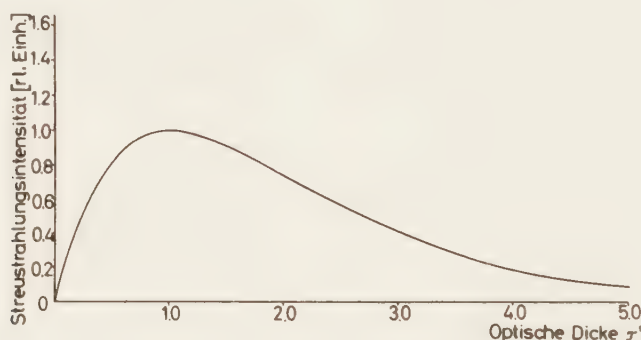


Bild 18 Abhängigkeit der Himmelsstrahlungsintensität von der optischen Dicke

Der Einfluß von Ausrichtungsfehlern ergibt für das Azimut eine Veränderung des Streuwinkels, die bei $\varphi = 90^\circ$ den Wert der Streufunktion nicht sehr beeinflusst. Elevationsfehler haben einerseits zur Folge, daß die Voraussetzung für eine Unabhängigkeit der Intensität von der vertikalen Dunstverteilung nicht mehr streng erfüllt ist. DE BARY, BULLRICH, MÖLLER [4] zeigen jedoch am Beispiel eines Zweischichtenmodells - Dunst nur in einer bodennahen Schicht konzentriert -, daß für nicht zu große Abweichungen der Elevation nur geringfügige Intensitätsänderungen zu erwarten sind. Im übrigen hat ein Fehler der Zenitdistanz Z einen Fehler der relativen Masse M zur Folge, der sich aus $M = 1/\cos Z$ zu

$$(6.2) \quad \frac{\Delta M}{M} = \operatorname{tg} Z \cdot \Delta Z$$

ergibt. Man erkennt, daß bei vorgegebenem Fehler ΔZ der Fehler der relativen Masse M mit zunehmender Zenitdistanz unbegrenzt wächst. Mit Rücksicht auf die bei allen Rechnungen stillschweigend getroffene Voraussetzung, daß die Atmosphäre planparallel und unendlich ausgedehnt sei, hat man jedoch zu beachten, daß die Zenitdistanz ohnehin nicht beliebig groß gewählt werden darf und Werte von 80° bis 83° am besten nicht überschritten werden sollten. Bei der Betrachtung des Fehlers ΔZ ist zu berücksichtigen, daß neben dem Ausrichtungsfehler auch die Größe des Gesichtsfeldes in dem Maß mit eingeht, in dem sich die Intensität innerhalb des Gesichtsfeldes nichtlinear ändert. Der Einfluß des Gesichtsfeldes ergibt damit einen zusätzlichen Fehler in der Größenordnung von $0,3^\circ$, womit der Fehler der relativen Masse je nach Zenitdistanz bei einigen Prozent liegt.

7. Schlußbemerkung

Die Ergebnisse des am 30.6.1965 durchgeführten Meßfluges haben gezeigt, daß es möglich ist, aus Messungen der Himmelsstrahlung in mehreren Höhen die optische Dicke des Aerosols in Abhängigkeit von der Höhe zu bestimmen. Als Beweis für die Zuverlässigkeit der Ergebnisse wird die verstärkte Abnahme der optischen Dicke in der Höhe einer Inversion angesehen, wobei der Abfall der optischen Dicke für alle sieben Wellenlängen etwa in der gleichen Höhe auftritt. Dieser Befund findet seine Bestätigung durch die Meßergebnisse, die unter praktisch gleichen meteorologischen Bedingungen am Vortag zu dem gleichen Zusammenhang zwischen Inversionshöhe und der Höhe maximaler Abnahme des Dunst-Streukoeffizienten führten. Eine Betrachtung der vertikalen Verteilung des gemessenen Dunst-Streukoeffizienten bei verschiedenen Wellenlängen zeigt jedoch, daß die Genauigkeit des Verfahrens vor allem durch die - auch bei Aktinometermessungen vorhandenen - Einflüsse der Wasserdampf-Absorption und des horizontalen Dunstdichte-Gradienten zur Zeit noch begrenzt wird.

Bei künftigen Himmelsstrahlungsmessungen muß deshalb versucht werden, Interferenzfilter mit noch geringerer Breite zu erhalten bzw. erforderlichenfalls die Wasserdampf-Absorption näherungsweise rechnerisch zu berücksichtigen, was durch die Beobachtung im Sonnenhorizontal und bei kleinen Streuwinkeln ermöglicht wird.

Der Einfluß des horizontalen Dunstdichte-Gradienten läßt sich dadurch eliminieren, daß die Apparatur in den Hubschrauber hineinverlegt wird und in der Nähe der Tür Aufstellung findet, wobei die Blickrichtung auf den durch die Rotoren freigelassenen Zwickel festgelegt wird. Der erhöhte technische Aufwand erscheint durch die Möglichkeit, über längere Flugzeiten - bedingt durch den Fortfall des Gegengewichts und die Gewichtsverminderung der Apparatur - Messungen über einem Punkt im Schwebflug durchführen zu können, gerechtfertigt. Diese Anordnung ist möglich, weil, wie sich gezeigt hat, der Kurs der Maschine ziemlich genau eingehalten werden kann. Der Zwickel läßt eine maximale Beobachtungshöhe von etwa 60° zu, die, soweit die rauschäquivalente Strahlungsdichte des Radiometers das erlaubt, weitgehend ausgenutzt werden müßte, um kleine Fehler der relativen Massen zu erhalten und um die Fehler der linearen Interpolation der Werte des COULSONschen Tabellenwerks gering zu halten. Der Sonnensucher mit eigener Nachführung wird bei dieser Anordnung außerhalb der Maschine montiert.

Ein schwerwiegender Nachteil der Radiometer-Messung gegenüber der reinen Extinktionsmessung wird zur Zeit noch in dem Einfluß der Dunst-Mehrfachstreuung und der Molekülstreuung gesehen. Die Beseitigung dieser Schwierigkeit verlangt vor allem einen Übergang auf Streuwinkel unter 25° . Eine Variation des Streuwinkels gestattet dann auch eine Prüfung des Farbwerts der Streufunktion auf Änderungen mit der Höhe, woraus auf Abweichungen der Partikel-Größenverteilung vom Jungeschen Verteilungsgesetz geschlossen werden kann. Derartige Beobachtungen könnten durch Messungen bei festem Streuwinkel und verschiedenen Wellenlängen unterstützt werden, da nach VOLZ [1954] für kleine Streuwinkel die einzelnen Partikelgrößen sowohl bei fester Wellenlänge in die entsprechenden Streuwinkel als auch bei festem Streuwinkel in die zugehörigen Wellenlängen 'separiert' sind.

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Steuer- und Regeltechnik der Deutschen Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt E.V. in Oberrpaffenhofen durchgeführt. Herrn Professor Dr. G.E. KNAUSENBERGER bin ich für das persönliche Interesse und für die Bereitstellung der Mittel zu großem Dank verpflichtet. Die wissenschaftliche Leitung lag beim Meteorologischen Institut der Universität München. Herrn Professor Dr. F. MÖLLER danke ich besonders für die Anregung zu dieser Arbeit und die stetige wohlwollende Förderung. Mein Dank gilt Herrn Dr. H.-J. BOLLE für zahlreiche wertvolle Diskussionen sowie Herrn Dr. A. LEUPOLT, Frau Dr. E. DE BARY und Herrn Dozent Dr. K. BULLRICH für die Klärung zahlreicher Einzelfragen. Zu Dank verpflichtet fühle ich mich allen Arbeitskollegen, die mich durch fachliche Aussprachen unterstützt haben, besonders aber Herrn Ing. H. DIETL für die Anfertigung der Sonnensucherelektronik, Herrn Ing. H. PAPE für die Durchführung der Konstruktionsarbeiten und Herrn Mechanikermeister G. RIND, der den Aufbau der Apparatur leitete, sowie allen Herren der Bundeswehr, die die Arbeit gefördert haben, wobei besonders anerkennend der fliegerischen Leistung und des Interesses von Herrn Hauptfeldwebel J. HUBER gedacht wird, der mit seiner Mannschaft die Flüge durchführte. Die Arbeit fand finanzielle Unterstützung durch Cambridge Research Laboratories der United States Air Force im Rahmen des Contracts AF 61 (052) - 488.

Dr.rer.nat. Günter KUËRS, Neugilching

8. Literaturverzeichnis

- [1] DE BARY, E.: Influence of Multiple Scattering of the Intensity and Polarization of Diffuse Sky Radiation.
"Applied Optics", 3 (1964), S.1293
- [2] DE BARY, E.;
BULLRICH, K.: Die Berechnung der Himmelsstrahlung mit Berücksichtigung der Aerosole und der Mehrfachstreuung.
"Optik", 21 (1964), S.467
- [3] DE BARY, E.;
BULLRICH, K.: Effects of Higher Order Scattering in a Molecular Atmosphere.
"JOSA", 54 (1964), S.1413
- [4] DE BARY, E.;
BULLRICH, K.;
MÖLLER, F.: Beiträge zur Erklärung von Himmelsfarbe und -helligkeit.
"Z. Met.", 8 (1954) S.303
- [5] DE BARY, E.;
BULLRICH, K.;
EIDEN, R.;
NOWAK, W.: Research on Atmospheric Optical Radiation Transmission.
"Scientific Report", Contract AF 61(052)-595 Januar (1964) H.2
- [6] BIGG, E.K.: The Detection of Atmospheric Dust and Temperature Inversions by Twilight Scattering.
"J. Met.", 13 (1956) S.262
- [7] BOLLE, H.-J.: Ausarbeitung eines Verfahrens zur Vorhersage thermischer Strahlung. Ber. III zum Forsch.-Auftr. T-369-I-203 des Bundesministers für Verteidigung (T II 3) (1964)
- [8] BOLLE, H.-J.;
LEUPOLT, A.;
MÖLLER, F.: Ausarbeitung eines Verfahrens zur Vorhersage thermischer Strahlung.
Ber.I u. II zum Forsch.-Auftr. Nr.3119/59 des Bundesministers für Verteidigung (T II 3) (1961, 1963)
- [9] BOLLE, H.-J.;
KUËRS, G.;
MÖLLER, F.;
QUENZEL, H.: Investigation of the Infrared Emission Spectrum of the Atmosphere and Earth.
"Final Report", Contract AF 61(052)-488 März (1964)
- [10] BOLLE, H.-J.;
KUËRS, G.;
QUENZEL, H.;
VÖLKER, W.;
LEUPOLT, A.: Investigation of the Infrared Emission Spectrum of the Atmosphere and Earth.
"Ann. Summ. Sci. Rep.", Contract AF 61(052)-778 Februar (1965)
- [11] BULLRICH, K.;
DE BARY, E.;
MÖLLER, F.: Die Farbe des Himmels I.
"Geofis. pura e appl.", 23 (1952) S.69

- [12] BULLRICH, K.;
DE BARY, E.;
BRAUN, B.;
WIDEN, R.:
Research on Atmospheric Optical Radiation
Transmission.
"Final Techn. Rep.", Contract AF 61(052)-
325 (1962)
- [13] CHANDRASEKHAR, S.
Radiative Transfer.
"Oxford Clarendon Press" (1950).
- [14] COULSON, K.L.;
DAVE, J.V.;
SEKERA, Z.:
Tables Related to Radiation Emerging from
a Planetary Atmosphere with Rayleigh
Scattering.
Berkeley and Los Angeles University of
California Press (1960)
- [15] DIETZE, G.:
Einführung in die Optik der Atmosphäre.
Akad. Verl.-Ges. Geest und Portig, Leipzig
(1957)
- [16] DIRMHIRN, I.:
Zur spektralen Verteilung der Reflexion
natürlicher Medien.
"Wetter und Leben", 9 (1957) S.41
- [17] FENN, R.W.:
Aerosol-Verteilungen und atmosphärisches
Streulicht.
Diss.-Schr. Univ. München 1963, gedruckt
in "Beitr. Phys. Atmosph." 37, (1964)
- [18] GREEN, A.E.S.:
Attenuation by Ozone and the Earth's Albe-
do in the Middle Ultraviolet.
"Applied Optics", 3 (1964), S.203
- [19] ILLSLEY, R.F.:
Preliminary Study of Low Temperature
Effect on Interference Filters.
Vortr. am 20.4.1960 auf der IRIS-Tagung
- [20] JACOBI, W.;
JUNGE, C.E.;
LIPPERT, W.:
Reihenuntersuchungen des natürlichen Aero-
sols mittels Elektronenmikroskops.
"Arch. Met. Geophys. Biokl." A 5 (1953)
S.166
- [21] JOHNSON, F.S.:
The Solar Constant.
"J. of Met." 11, (1954), S.431
- [22] JUNGE, C.E.:
Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung
atmosphärischer Aerosole über dem Konti-
nent.
"Ber. Dt. Wetterd." 35 (1952), S.261
- [23] JUNGE, C.E.;
CHAGNON, C.W.;
MANSON, J.E.:
Stratospheric Aerosols.
"J. Met." 18 (1961) S.81
- [24] KRUG-PIELSTICKER, U.:
Messungen der Sonnenstrahlung bei Flug-
zeugaufstiegen bis 9 km Höhe.
"Dt. Wetterd. US Z." 8 (1949) S.3

- [25] LAKTIONOV, A.G.: On the Connection of Light Scattering in the Free Atmosphere with the Vertical Distribution of Aerosol Particles' Concentration.
Goddard Space Flight Center. Contract No. NAS-5-3760 (1964)
- [26] LEUPOLT, A.: Bestimmung der Kontinuumsabsorption im Spektralbereich von 0,5 bis 2,5 μm .
Diss.-Schr. Univ. München (1965)
- [27] LINKE, F.: Die Sonnenstrahlung und ihre Schwächung in der Atmosphäre.
Handb. der Geophys. Bd. VIII, Kap.6 (1961)
- [28] LINKE, F.: Meteorologisches Taschenbuch, 2. Bd.
Akad. Verl.-Ges. Geest und Portig, Leipzig (1953)
- [29] LINKE, F.;
BODA, K.: Vorschläge zur Berechnung des Trübungsgrades der Atmosphäre aus den Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung.
"Met. Zeitschr." 59 (1922) S.161
- [30] MIE, G.: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen.
"Ann. Phys." 25 (1908) S.377
- [31] MÖLLER, F.;
DE BARY, E.;
KROG, G.: Die Farbe des Himmels II.
"Geofis. pura e appl.", 26 (1953) S.141
- [32] PENNDORF, R.: The Vertical Distribution of Mie Particles in the Troposphere.
Geophysical Research Paper No.25 Geophys. Research Directorate, Air Force Cambridge Research Center (1954)
- [33] RAYLEIGH, Lord: On the Electromagnetic Theory of Light.
"Phil. Mag." (5) 12 (1881) S.81
- [34] RAYLEIGH, Lord: On the Transmission of Light through an Atmosphere Containing Small Particles in Suspension etc.
"Phil. Mag." 47 (1899) S.375
- [35] RÖSSLER, F.: Aerosolmessungen mittels des diffusen Himmelslichtes von einer Rakete aus.
"Ber. Dt. Wetterd." 91 (1962) S.96
- [36] RÖSSLER, F.;
VOLLRATH, K.: Gerät zur Messung des diffusen Himmelslichtes von einer Meßrakete aus.
"Z. für Angew. Phys." 14 (1962) S.448
- [37] ROSEN, J.: Vertical Distribution of Dust in the Atmosphere.
Annu. Progr. Report. Contract Nonr-710(22) April (1964)

- [38] SPÄNKUCH, D.:
Über den Einfluß der Dunstschichtung auf
die Strahldichtevertelung des wolken-
losen Himmels.
"Z. Met." 17 (1964) S.202
- [39] VOLZ, F.:
Optik des Dunstes.
Handb. der Geophys. Bd.VIII, Kap.14 (1961)
- [40] VOLZ, F.;
GOODY, R.:
The Intensity of the Twilight and Upper
Atmospheric Dust.
"J. Atm. Sc." 19 (1962) S.385
- [41] WALDRAM, Jm.:
Measurement of Photometric Properties of
the Upper Atmosphere.
"Quart. J. Roy. Met. Soc." 71 (1945) S.319
- [42] WEICKMANN, H.:
Recent Measurements of the Vertical
Distribution of Aitken Nuclei. Artificial
Stimulation of Rain.
Pergamon Press London, New York, Paris
(1957) S. 81
- [43] WIGAND, H.:
Die vertikale Verteilung der Kondensations-
kerne in der freien Atmosphäre.
"Ann. Phys." 59 (1919) S.689.

Lebenslauf

Am 16. April 1932 wurde ich, Günter Kuërs, als ältester Sohn von zwei Kindern des Dipl.-Ing. Walter Kuërs und seiner Ehefrau Margareta, geb. Giese, in Berlin geboren. Von 1938 bis 1942 besuchte ich dort die Volksschule und anschließend die Humboldt-Schule zu Berlin-Tegel, wo ich 1951 die Reifeprüfung bestand. Bedingt durch die Ereignisse des Krieges fand ich von 1943 bis 1945 Aufnahme in der Oberrealschule in Neubrandenburg und besuchte nach einem halben Jahr Unterbrechung die Höhere Schule in Lübeck bis 1946. Im Herbst 1951 begann ich an der Technischen Universität in Berlin das Studium der Physik, wo ich 1957 die Diplomprüfung ablegte. Während der Semesterferien war ich bei der Firma Borsig, der Berliner Elektrizitätsgesellschaft BEWAG und im Betrieb meines Vaters als Praktikant und technische Hilfskraft tätig. Seit 1957 gehöre ich der Deutschen Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt E.V. an, wo ich seitdem mit Aufgaben beschäftigt bin, deren Probleme zum großen Teil auf meteorologischem Gebiet liegen. Im Frühjahr 1963 begann ich mit wissenschaftlicher Unterstützung durch das Meteorologische Institut der Universität München die Arbeit an der vorliegenden Dissertation.

